



Etude de la transition préarc-arc dans les éléments fusibles

Alain Coulbois

► To cite this version:

Alain Coulbois. Etude de la transition préarc-arc dans les éléments fusibles. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. NNT : 2015CLF22584 . tel-01339672

HAL Id: tel-01339672

<https://theses.hal.science/tel-01339672>

Submitted on 30 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : D.U. 2584

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. SCIENCES ET TECHNOLOGIES)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°: 827

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique des plasmas, Électrotechnique

par

COULBOIS Alain

Master GT2E

LABORATOIRE ARC ÉLECTRIQUE ET PLASMAS THERMIQUES

ETUDE DE LA TRANSITION PRÉARC-ARC DANS LES
ÉLÉMENTS FUSIBLES

Soutenue publiquement le 29/06/2015, devant la commission d'examen

Président:	L. FULCHIERI	Directeur de Recherche – Sophia Antipolis
Rapporteurs:	J-M. CHAIX	Directeur de recherche CNRS – Grenoble
	D. HONG	Professeur d'Université – Orléans
Examineurs:	D. ROCHETTE	Maître de conférence – Clermont-Ferrand
	P.ANDRÉ	Professeur d'Université – Clermont-Ferrand
	W.BUSSIÈRE	Maître de conférence – Clermont-Ferrand
Invité:	J-L. GELET	Ingénieur – St-Bonnet-de-Mûre

Remerciements

Une thèse est un long chemin, un parcours du combattant parfois. Je souhaite vivement remercier mon entourage, ma famille et mes amis pour tout le soutien qu'ils m'ont apporté, parfois sans même le savoir. Je remercie beaucoup les autres thésards et amis, Ali, Amaury, Dieumet et d'autres tout aussi importants que je ne peux citer par manque de place, pour nos discussions passionnantes et pour leur soutien.

Je remercie M Pascal ANDRE de m'avoir accueilli au sein du LAEPT et pour sa gentillesse. Je souhaite exprimer toute ma gratitude à M David ROCHETTE et à Mme Géraldine FAURE pour leur gentillesse et tout l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Merci aussi aux techniciens du LAEPT M Cyril ACHARD et M Patrick ANDRE, d'abords pour tous les services ou conseils qu'ils m'ont prodigués mais aussi pour leur bonne humeur et la bonne ambiance qu'ils font régner au sein du laboratoire.

Que M GELET, ingénieur de l'entreprise MERSEN reçoive toute ma gratitude pour sa bienveillance et tous ses conseils amicaux.

J'exprime toute ma reconnaissance à M HONG et M CHAIX, pour leur gentillesse, leurs remarques pertinentes et pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Un grand merci à M Fulchieri pour avoir accepté de présider le jury. Je remercie également les membres du jury pour leur intérêt et les questions pertinentes qu'ils ont formulées lors de la soutenance.

Je souhaite enfin exprimer toute ma gratitude à M William BUSSIERE sans qui je n'aurais pas tenté cette aventure et une nouvelle fois à M David ROCHETTE pour tous leurs efforts et le travail qu'ils ont fourni en m'encadrant.

Sommaire

Introduction	9
1 Le fusible MT	15
1.1 Préambule	15
1.2 Grandeurs électriques du fusible MT	17
1.2.1 Classes de fusibles	17
1.2.2 Courants remarquables	18
1.2.3 Grandeurs électriques des essais de coupure	19
1.3 Fonctionnement durant la coupure	22
1.3.1 Temps de préarc, contrainte thermique, importance du $\frac{di}{dt}$	23
1.3.2 Condition de la coupure	26
1.3.3 Mécanisme physique de la coupure	31
1.4 Mécanisme de la transition	35
1.5 Caractéristiques du plasma d'arc	37
1.6 Échauffement du ruban	44
1.7 Hypothèses sur la transition préarc-arc	49
2 Synthèse bibliographique des fils explosés	57
2.1 Simplifications géométriques	57
2.2 Transition préarc-arc pour $\frac{dj}{dt}$ standard	61
2.2.1 Premières constatations effectuées par Nasilowski . . .	62
2.2.2 Etude de Graneau	66
2.2.3 Explications de la disruption des fils à l'encontre des forces d'Ampère	78
2.2.4 Théorie de la dislocation par expansion thermique inertielle	81
2.3 Transition préarc-arc des grands $\frac{dj}{dt}$	82
2.3.1 Expérimentations menées sur les fils explosés	82
2.3.2 Vaporisation partielle, explosion spinodale gazeuse . . .	88

2.3.3	Destruction des fils par explosion de nucléation	99
2.3.4	Caractéristiques énergétiques, spécificité du courant et de la tension en fonction du type d'explosion	116
2.3.5	Explosion par métastabilité liquide	121
2.3.6	Régime d'explosion ultra-rapide	123
2.4	Synthèse sur les fils explosés	127
3	Diagnostics optiques et outils de mesure développés	129
3.1	Le rayonnement issu des fils et autres conducteurs explosés . .	129
3.1.1	Rayonnement continu	129
3.1.2	Rayonnement discret	133
3.2	Mesures optiques	148
3.2.1	Transmission du rayonnement jusqu'aux capteurs op- tiques	148
3.2.2	Capteurs optiques utilisés	169
3.3	Capteurs électrotechniques, sources de puissance.	198
3.4	Chambres d'explosion	202
4	Mesures et résultats	207
4.1	Bancs d'expérimentation et mesures	207
4.1.1	Banc n°1	208
4.1.2	Banc n°2	210
4.1.3	Plan de mesures et objectifs	211
4.2	Tests sur fil fusible	216
4.2.1	Expérimentations avec alimentation à courant régulé .	216
4.2.2	Expérimentations avec banc capacitif	239
4.3	Conclusions sur les tests réalisés avec les fils fusibles	280
4.4	Tests sur ruban-fusible	281
4.4.1	Imagerie rapide	281
4.4.2	Pyrométrie	286
4.5	Conclusions sur les tests réalisés sur ruban fusible	289
	Conclusion	291
	Bibliographie	294
A	Brevet sur les forces de Laplace	305
B	Publication CAE 11 18-19 Mars 2013	307

C	Publication 20th Int Conf on Gas Discharge and their Applications 6-11 Juillet 2014	315
D	Programme Integration	321
E	Programme intercone	325
F	Documentation du PM R928	329
G	Carte de contrôle du PM R928	331
H	Carte de contrôle du moteur pas à pas	335
I	Etude des résultats obtenus par Nasilowski sur les efforts longitudinaux	339
I.1	Fonctionnement d'un capteur piézoélectrique.	341
I.1.1	Signal de sortie d'un capteur piézoélectrique	341
I.1.2	Conditionnement mécanique du capteur	342
I.2	Interprétation de Nasilowski.	342
I.3	Interprétation contradictoire sur l'expérimentation	342
I.3.1	Première interprétation	343
I.3.2	Deuxième interprétation	343
I.3.3	Conclusion	345
J	Règles à suivre pour le calcul par éléments finis des forces électrodynamiques d'Ampère	347
K	Equation de Saha	349

Introduction

Le fusible industriel moyenne tension (MT) est prévu pour des applications comportant des tensions jusqu'à 36kV [P.S92] mais les surtensions qu'il doit être capable de supporter après coupure peuvent faire partie de la très haute tension allant jusqu'à 226kV.

Les fusibles sont rarement employés dans les domaines où la tension excède 63kV car il ne s'agit plus alors du domaine de la distribution de l'électricité mais plutôt du transport. Le réseau de transport électrique RTE opère à de grandes tensions pour diminuer les pertes par effet Joule. Le réseau est un vaste maillage de postes de transformation interconnectés. Ces connexions permettent de faire emprunter au courant de multiples chemins. La multitude de ces lignes électriques permet aussi (en général) de maintenir un fonctionnement du réseau normal tout en isolant certaines lignes lorsqu'elles doivent être entretenues. La fonction des postes de transformation est bien d'aiguiller l'énergie électrique et parfois de couper certaines branches. Les courants dans les lignes doivent donc être fréquemment coupés, aussi bien en courant nominal que lors de surintensités. La fréquence élevée de ces coupures et la nécessité de commander ces coupures font que le fusible n'a pas sa place dans ce type d'applications.

Le fusible est un élément qui réagit par lui-même en cas de surintensité, mais il n'est pas fait pour être commandé. On le trouve dans des applications de fortes puissances où la limitation de courant de défaut est très importante car c'est là son domaine de prédilection : la limitation du courant de défaut. Les sources de puissance connectées au réseau peuvent par exemple être protégées par des fusibles en plus des protections de type disjoncteur qui permettent la manœuvre d'isolement.

Le secteur des énergies renouvelables comme celui des éoliennes par exemple utilise ce genre de protections. Pour adapter une tension alternative de production à celle du réseau, un simple transformateur suffit quand la fréquence

est identique. Quand la fréquence est différente, le courant alternatif doit subir une transformation en courant continu puis une nouvelle transformation en courant alternatif 50 Hz. Ces transformations sont réalisées par des convertisseurs à découpage qui nécessitent d'être protégés. Les puissances toujours plus importantes à transmettre font que ces nouvelles technologies présentent des intensités avec de plus grandes amplitudes et donc avec de plus fortes variations de courants ($\frac{di}{dt}$), d'où leur importance dans les études de dimensionnement de fusible des industriels et donc dans cette étude.

Le rôle du fusible est d'assurer une très bonne conduction pour des régimes de fonctionnement nominaux lorsqu'il n'y a pas de surintensité. Dans ce sens, il est constitué de matériaux conducteurs comme l'argent ou le cuivre qui rendent sa résistance négligeable par rapport au reste du circuit. Dans les cas de surintensités, son rôle est de limiter au maximum le courant de défaut et donc d'agir rapidement. Pour couper un courant dans un circuit il n'existe pas d'interrupteur parfait passant d'une résistance nulle à infinie. L'énergie stockée dans les inductances en série avec l'interrupteur est libérée en un temps très court. Cela se caractérise au moment de la coupure par de fortes surtensions qui, mis à part dans les semi-conducteurs de puissance, restent limités en tension et en courant, mènent à l'amorçage d'un arc électrique qui se charge de dissiper cette énergie [Y.P88].

Le fonctionnement du fusible en surintensité présente une phase de chauffage pendant laquelle l'élément fusible monte en température sous l'effet Joule qui dans un premier temps est de faible importance. Cette montée en température s'accompagne d'une élévation de la résistivité du métal. L'augmentation de la résistance du fusible reste alors négligeable au vu du reste du circuit électrique et n'a donc aucune influence sur la montée rapide du courant de défaut, en revanche elle accentue drastiquement la puissance de l'effet Joule. Le dégagement de chaleur plus intense qui en découle aboutit à une augmentation de la température qui n'en finit plus d'aggraver l'effet Joule puisque la résistivité croît avec la température. Le cercle vertueux ainsi formé est un véritable emballement thermique qui aboutit à la dégradation de l'élément fusible.

Lorsque la continuité mécanique de l'élément fusible est remise en cause par sa dégradation, un arc électrique se forme entre les deux parties de l'élément désormais déconnectées. Toute la phase de chauffage entre le moment où le courant de défaut survient et le moment d'amorçage de l'arc est le temps de préarc. Le domaine temporel de chauffage est donc le régime de préarc, le domaine à partir duquel l'arc électrique est amorcé est le régime d'arc. La

conductivité de l'arc dépend de sa capacité à transférer de l'énergie vers le milieu environnant. L'arc électrique impose aussi une force contre électromotrice au circuit électrique, cela a pour effet de limiter le courant de défaut. Le fonctionnement de l'arc électrique dure au moins le temps qu'il faut pour dissiper l'énergie contenue dans les inductances qui lui sont connectées en série.

Le refroidissement de l'arc électrique est assuré par la matière de remplissage [OQ02a] du fusible pour laquelle il existe un savoir empirique industriel sur la nature, la compacité, la taille des grains la plus adéquate à la coupure et la capacité de cette matière à absorber l'énergie de coupure [OQ02a]. Des études ont aussi été menées pour déterminer des procédés de tassement de cette matière de remplissage [S.N12]. Cette énergie est absorbée durant la phase d'arc, toutes proportions gardées, la conduction thermique de la matière de remplissage durant la phase de préarc reste faible et n'a que peu d'incidence sur le déroulement de cette dernière.

Entre les phases de préarc et d'arc, il existe une transition mal connue durant laquelle l'arc s'amorce et commence à développer la force contre électromotrice qui diminue très brièvement la conductivité électrique du circuit. Cette variation de conductivité soudaine est caractéristique de la transition préarc-arc. Si la conductivité électrique a été largement étudiée et calculée dans les plasmas de hautes et plus basses températures dans des conditions plus stabilisées (typiquement pour des températures supérieures à 5000K) il n'en est pas de même pour ce phénomène où la matière est présente sous les phases solide, liquide et gazeuse, comportant des transferts thermiques importants qui engendrent de grands gradients de température et pour lesquels les pressions varient brusquement.

Pour effectuer des diagnostics sur cette transition, nous avons mis en place une expérimentation pour comprendre ces mécanismes sans matière de remplissage. En fonction de nos sources de puissance, nous avons travaillé sur des éléments plus petits que les véritables éléments fusibles industriels. La géométrie la plus simple possible a été préférée pour des raisons matérielles mais aussi pour s'affranchir de conditions géométriques qui pourraient compliquer le problème. L'étude porte donc essentiellement sur des fils fusibles, qui présentent l'intérêt d'avoir été étudiés expérimentalement notamment durant leur amorçage par surintensité. Les diagnostics réalisés reposent sur une étude du rayonnement, qu'il soit continu ou de raies, et sur l'observation des caractéristiques électriques de la coupure. Les grandeurs optiques et électriques sont observées et synchronisées sur une même base de temps afin de

les corrélés, ne serait-ce que pour mieux comprendre le rayonnement caractéristique de chaque phase de fonctionnement de l'élément fusible entre l'apparition de la surcharge et la coupure totale du courant. Suivant les gammes de courants utilisées, les conclusions de ces études peu nombreuses sur la transition peuvent être assez différentes. La piste du chauffage est parfois abordée de manière purement thermique avec passage de l'état solide à liquide puis gazeux [DRW07], mais les auteurs font souvent référence à des phénomènes d'ordre mécanique voire explosif pour des densités de courant très élevées [MEYB⁺04].

Cette étude fondamentale et expérimentale sur la transition préarc-arc s'est déroulée dans le contexte d'un partenariat avec l'entreprise MERSEN donnant lieu à deux projets collaboratifs de recherche financés par le Fonds Unitaire Interministériel (FUI). Le premier, intitulé ACOIFF (Amélioration de la COmpétitivité par l'Innovation de la Fabrication des Fusibles pour la protection électrique), s'est déroulé durant la période 2008-2012. La démarche du FUI est de réunir plusieurs laboratoires spécialisés dans les différents domaines qui touchent au fonctionnement du fusible. Les différents partenaires du premier FUI sont :

- a) MERSEN (porteur du projet et coordonnateur)
- b) ICAR
- c) ARMINES-ENSMSE-SPIN
- d) LAGEP
- e) SIMAP -INPG
- f) GEMH
- g) COVIMAG
- h) LAEPT
- i) VICAT

Le deuxième FUI intitulé FE2E (Fusible Economiquement et Ecologiquement Efficace) a été labellisé par le pôle de compétitivité TENERDIS. Dans ce projet le LAEPT intervient en tant que leader du lot n°1 "Arc Electrique". Le projet comporte quatre partenaires industriels :

- a) MERSEN (porteur du projet et coordonnateur)
- b) CIRTEM
- c) CEDRAT
- d) CERINNOV

et cinq laboratoires universitaires :

- a) LAEPT
- b) LAMCOS
- c) SIMAP-INPG Grenoble
- d) ARMINES-ENSMSE-SPIN

Le projet FE2E a été lancé en 2013 et se terminera en 2017. Le premier FUI était notamment orienté vers la modélisation du régime de préarc et d'arc [SWD⁺10] ainsi que sur les alternatives d'encapsulation du fusible (changement d'enveloppe, ensilage du fusible). Le deuxième FUI concerne les nouvelles contraintes que les fusibles doivent respecter pour la protection des semi-conducteurs dans les convertisseurs statiques d'énergie électrique (convertisseur AC-DC, DC-AC, AC-AC et DC-DC). Ces convertisseurs fonctionnent tous en commutation rapide d'où la nécessité pour les fusibles de subir des modifications géométriques pour limiter leur inductance. En outre, la deuxième contrainte est de conserver ou même d'améliorer la conductivité des fusibles pendant la phase de conduction [J.L12].

Globalement, le rôle du LAEPT dans ces deux projets collaboratifs de recherche est de fournir des données physiques pour permettre une meilleure compréhension de la coupure par l'arc électrique dans le but de constituer un modèle et donc un outil de conception pour MERSEN. Cette recherche est réciproquement profitable et permet d'inscrire la recherche fondamentale sur la transition préarc-arc dans le contexte industriel.

Les modèles de fonctionnement de l'arc dont dispose l'industriel sont jugés satisfaisants. En revanche les connaissances sur la transition préarc-arc et sur l'extinction de l'arc sont lacunaires. Ces lacunes posent problème dans le cas des régimes de court-circuit des convertisseurs à commande de tension. En effet, la durée de la transition de quelques dizaines de microsecondes commune aux essais standards et aux essais avec les convertisseurs n'est pas comparable de la même façon aux régimes de préarc qui durent plusieurs millisecondes dans les coupures classiques et seulement une centaine de micro-seconde dans le cas des convertisseurs statiques. Le constat est que pour ces nouvelles contraintes, la durée de la transition préarc-arc n'est plus négligeable devant celle du préarc [J.L12].

Le but de l'étude est de comprendre, pour ce qui concerne le fusible, les phénomènes impliqués dans la transition préarc-arc. Les données fondamentales dégagées constitueront ainsi une base pour la réalisation de modèles ou la validation d'hypothèses pour des calculs de composition dont l'uti-

lité est certaine pour les concepteurs de fusibles MT. Quelques essais sur de véritables rubans ont aussi été menés pour valider certaines hypothèses strictement reliées aux configurations géométriques des rubans fusibles.

Le **premier chapitre** rappelle quelques généralités sur le fusible MT, sur sa constitution, son mode de fonctionnement. Des critères de comparaison sont donnés pour relier le fusible MT aux éléments que nous avons utilisés dans nos expérimentations. Les mécanismes physiques liés à son fonctionnement sont rappelés et la synthèse de certains résultats d'études diverses est réalisée en fin de chapitre, les hypothèses d'études sont alors fournies.

Le **deuxième chapitre** présente la démarche expérimentale de cette étude et les hypothèses simplificatrices admises dans l'étude. Une synthèse bibliographique des phénomènes apparaissant sur les fils explosés est faite et comparée au cas du fusible. La fin du chapitre aborde les principes physiques utilisés pour faire des diagnostics sur la transition préarc-arc.

Le **troisième chapitre** traite de tous les dispositifs expérimentaux qui ont été réalisés ou mis en œuvre au laboratoire pour faire l'étude de la transition en utilisant les principes physiques décrits au deuxième chapitre.

Le **quatrième chapitre** est consacré aux résultats de l'expérimentation et à leurs interprétations notamment à l'aide d'autres travaux faisant partie de l'expérience du laboratoire.

Chapitre 1

Le fusible MT

1.1 Préambule

Le fusible est un élément de protection électrique destiné à protéger les personnes dans un premier temps et les biens matériels dans un deuxième. Sa fonction est d'interrompre le courant d'un circuit électrique lorsque celui-ci atteint une valeur disproportionnée par rapport au courant que le circuit peut supporter.

Le fusible MT est constitué de 5 éléments principaux que l'on peut voir figure 1.1.

- a) Des électrodes qui assurent la connexion du fusible avec le circuit électrique. En fonctionnement nominal, elles participent à l'évacuation de la chaleur produite par l'effet Joule dans le fusible.
- b) Le ou les rubans fusibles. Ils sont réalisés en argent pur ou parfois en cuivre pur et sont munis de petites réductions de sections de différentes formes sur leur longueur. Les amorçages d'arc se font dans ces réductions d'encoche où l'effet Joule est maximum. Ils peuvent être uniques ou placés en parallèles au sein d'un fusible. L'empilement en série des réductions d'encoches permet de créer une multitude d'arcs électriques dont les tensions s'ajoutent et s'opposent au courant qui leur donne naissance. La raison de l'utilisation de rubans fusibles plutôt que des fils est que les réductions de sections peuvent être pratiquées sur des rubans. Cela semble plus difficile (mécaniquement) pour un fil même si certains constructeurs le font [OQ02b]. Les sections réduites réparties sur tout le ruban permettent une meilleure gestion de la surtension d'arc. En effet sous de fortes intensités les fils d'une certaine longueur ont tendance à se fractionner en plusieurs morceaux et engendrent

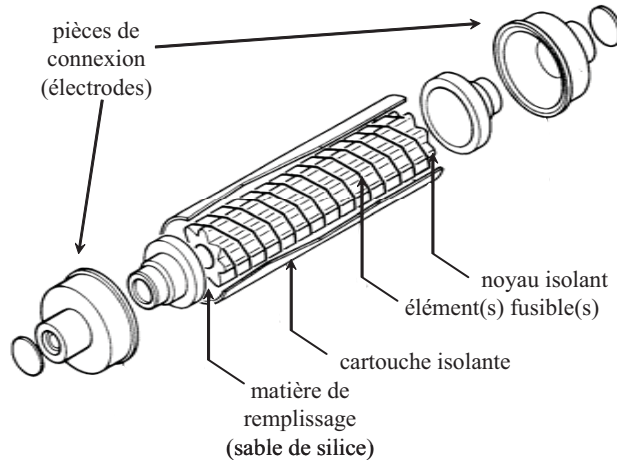


FIGURE 1.1 – Constitution d'un fusible moyenne tension [FS05].

une surtension aussi importante qu'il y a de parties [H.W50]. Leur refroidissement est aussi bien meilleur ce qui selon [OQ02c] permet de rabaisser la valeur du I_3 défini en 1.2.2. Quelques exemples de formes de ruban sont donnés figure 1.2.

- c) La matière de remplissage, typiquement du sable de silice de grande pureté [OQ02a], cette matière assure l'absorption de l'énergie d'arc [OQ02a]. Elle assure aussi l'absorption de la pression engendrée par l'arc puisqu'elle la répercute au travers d'une section qui s'élargit (de la réduction d'encoche jusqu'à la circonférence de l'enveloppe). Le tamisage du sable de silice influence grandement sa capacité d'absorption [OQ02a]. La vitrification de cette poudre d'extinction forme une fulgurite d'une grande rigidité diélectrique qui est importante pour que l'arc ne se réamorçe pas [OQ02a].
- d) Le noyau, quand il existe voit le ruban enroulé sur sa circonférence. Il est composé de céramique ou de matériau similaire [OQ02a].

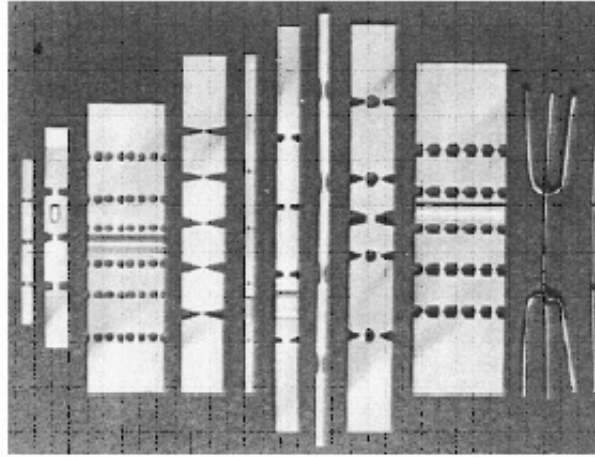


FIGURE 1.2 – Exemples de formes de rubans [AP04b].

- e) La cartouche isolante, elle permet l'encapsulation du ruban fusible et de la matière de remplissage. La cartouche est constituée en céramique ou parfois en fibre de verre. Sa résistance mécanique doit être importante pour absorber le choc de pression de même que sa rigidité diélectrique qui assure l'isolation entre les deux électrodes du fusible [OQ02d].

Le fusible est l'organe de coupure qui excelle le mieux dans la limitation de courant de défaut parmi tous les appareillages de coupure [OQ02b]. En revanche, les fusibles ne sont pas bien adaptés aux faibles surintensités, voilà pourquoi ils sont souvent associés à un dispositif de coupure du type disjoncteur. Certains fusibles sont équipés d'un dispositif de percussion pour déclencher le disjoncteur qui leur est associé afin que les deux appareillages fonctionnent de concert.

1.2 Grandeurs électriques du fusible MT

1.2.1 Classes de fusibles

La classe des fusibles est définie par la norme CEI (Commission Électrotechnique Internationale) en fonction de leur tension de fonctionnement.

- a) Les fusibles MT (HTA) sont définis par la norme CEI60282, leur tension de fonctionnement maximum est de 72,5kV. Les fusibles de Mersen se limitent dans cette gamme à 40,5kV.



FIGURE 1.3 – Fusible MT [Ferb].

- b) Les fusibles basse tension (BT) définis par la norme CEI60269 s'étendent jusqu'aux tensions de 1000V en alternatif et 1500V en courant continu (figure 1.4(a)).



(a) Fusible BT



(b) Fusibles miniatures

FIGURE 1.4 – Fusibles BT [Ferb] .

- c) Les fusibles miniatures, définis par la norme CEI60127. Ils sont tous les petits fusibles utilisés sur les cartes électroniques ou dans les voitures pour de petites applications. Ils peuvent être de forme circulaire ou en forme de cavalier et sont souvent transparents (figure 1.4(b)).

1.2.2 Courants remarquables

La norme CEI60282 définit 4 principaux courants.

- a) Le courant nominal I_N , c'est le courant que le fusible peut supporter sans subir aucune dégradation.
- b) Le courant I_1 , qui est le courant de coupure maximal ou le courant présumé maximum qu'il peut supporter. Généralement ce courant est très grand (typiquement 200kA).
- c) Le courant I_2 , pour lequel l'énergie de l'arc électrique est maximale.
- d) Le courant I_3 . Cette dernière grandeur est importante pour l'étude car elle représente le courant minimum de coupure. Une surintensité qui engendrerait un courant entre I_N et I_3 aboutirait à un échec coupure. Les essais pratiqués par l'industriel à courant I_3 sont réalisés à tension nominale.

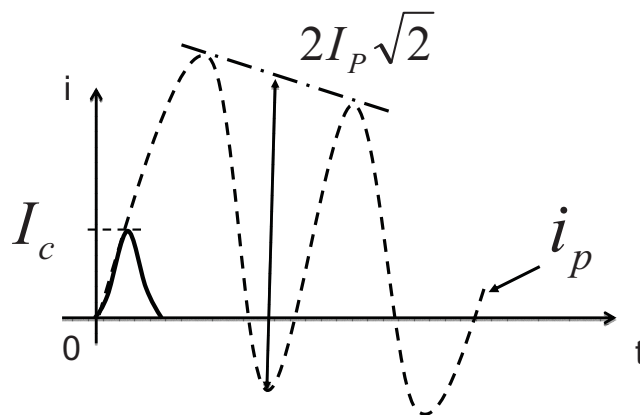


FIGURE 1.5 – Courants crête et présumé d'un essai en alternatif [J.L12].

1.2.3 Grandeurs électriques des essais de coupure

En courant alternatif le courant présumé I_p correspond au courant qui s'établirait si le fusible n'était pas présent. Il s'établit alors une surintensité dont les oscillations sinusoïdales de la même fréquence que celle du réseau se décalent vers le haut de telle façon que la valeur moyenne n'est plus nulle. Ce décalage correspond à un transitoire d'établissement de courant. La valeur I_p correspond à la valeur efficace du signal après atténuation de la composante exponentielle d'enclenchement comme montré figure 1.5. Enfin, lors de la

coupure par le fusible, le courant de défaut atteint un maximum qui dépend de la performance du fusible à limiter le défaut, ce courant est le courant crête de coupure I_C (figure 1.5).

En ce qui concerne les essais sur les fusibles on remarque qu'ils consistent toujours en l'application d'un courant de défaut sans les avoir au préalable soumis à leur courant nominal. Ces conditions d'essais se justifient par les moyens matériels utilisés pour recréer les conditions de surintensité. En effet, les puissances en jeu sont considérables (plateforme allant jusqu'à 400 MVA pour MERSEN [Ferc]) et il n'est pas possible de les fournir autrement que par à-coup durant un temps très limité. Fournir le courant nominal dans un premier temps au fusible nécessiterait une deuxième alimentation en parallèle de celle utilisée pour le courant de défaut. Ainsi les résultats d'essais qui sont exploités ne laissent pas apparaître de courant nominal avant le courant de défaut, le moment d'apparition du courant de défaut est donc souvent pris identique à l'origine du courant d'essai tout simplement.

Les grandeurs électriques importantes pour un essai fusible sont :

- a) la tension source, elle dépend de la classe du fusible et du type de courant de défaut testé parmi les courants donnés précédemment ;
- b) le courant de défaut, le fusible ne coupe pas de la même manière un I_3 et un I_1 ;
- c) le facteur de puissance noté $\cos(\varphi)$, il décrit le type de charge reliée en série avec le fusible ;
- d) l'angle d'enclenchement, il correspond au moment, par rapport au zéro de tension, d'application de la surintensité ;
- e) l'impédance de la charge Z , elle, a une influence sur le déphasage entre courant et tension et sur l'énergie minimum à consommer par l'arc.

Toutes ces grandeurs sont, dans les conditions réelles, corrélées mis à part l'angle d'enclenchement qui est uniquement propre à la coupure et impose des transitoires de courant et de tension. Le schéma typique d'une plateforme de test est donné figure 1.6. La tension sinusoïdale $e(t)=E_{eff}\sqrt{2}\sin(\omega t)$ est imposée au circuit composé d'une résistance R , d'une self L et d'un fusible placés en série. La charge en alternatif d'un tel circuit est notée Z tel que :

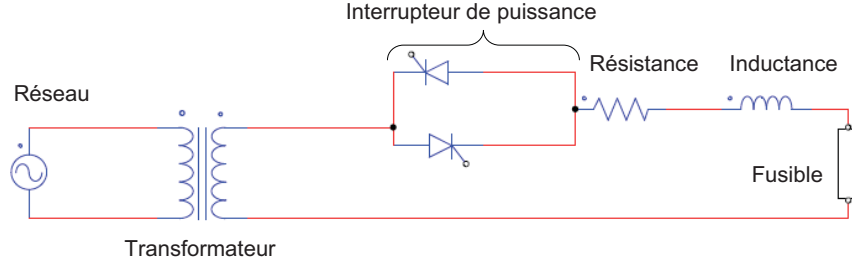


FIGURE 1.6 – Banc d’essai typique pour appareillage de coupure.

$$Z(j\omega) = R + jL\omega \quad (1.1)$$

La loi d’Ohm permet d’écrire :

$$e(t) = Z(j\omega)i(t) \quad (1.2)$$

avec $i(t)$ le courant circulant dans le circuit. L’impédance complexe Z possède un module Z_m et un angle φ qui détermine le rapport d’amplitude entre E et I tel que :

$$\frac{E_{eff}}{I_{eff}} = \sqrt{R^2 + (L\omega)^2} \quad (1.3)$$

et un déphasage :

$$\arg(e) - \arg(i) = \varphi = \arctan\left(\frac{L\omega}{R}\right) \quad (1.4)$$

De sorte que le courant I en régime permanent prend pour expression :

$$i(t) = I_{eff}\sqrt{2}\sin(\omega t - \varphi)$$

Lorsque L est grand par rapport à R , φ tend vers la valeur $\frac{\pi}{2}$, le courant est alors en retard sur la tension, dans le cas inverse, la valeur de φ diminue et s’annule dans le cas d’une charge purement résistive, I et E sont alors en phase.

La puissance qui produit un travail est la puissance active, elle correspond au produit :

$$P_A = E_{eff} I_{eff} \cos(\varphi) \quad (1.5)$$

Le terme $\cos(\varphi)$ est donc appelé facteur de puissance et caractérise bien le type de charge en régime établi. Même si ce facteur n'est pas approprié aux régimes transitoires c'est bien lui qui est utilisé par convention pour définir la charge connectée au fusible.

1.3 Fonctionnement durant la coupure

Lorsqu'un courant de défaut survient, deux phases de fonctionnement sont observées :

- a) la phase de préarc qui commence lorsque le courant se met à dépasser fortement l'intensité nominale ;
- b) la phase d'arc qui commence lorsque l'intensité de la coupure se met à différer de l'intensité présumée I_P (figure 1.7).

D'un point de vue électrique la phase de préarc se caractérise par une faible chute de tension aux bornes du fusible, le courant circulant dans le fusible est le même que le courant présumé (figure 1.7).

Lorsque l'arc électrique s'amorce dans les réductions de sections du ruban, une force contre électromotrice apparaît aux bornes du fusible et s'oppose au courant qui lui donne naissance (figure 1.8).

Lorsque le courant est annulé par le fusible, la tension à ses bornes rattrape celle du réseau. A ce moment il peut y avoir quelques oscillations préjudiciable à la coupure, c'est la tension transitoire de rétablissement (TTR) représentée figure 1.8. Ces oscillations surviennent notamment du fait de capacités parasites formant des circuits RLC localisés [L.F84]. Dans le cas le plus défavorable pour lequel le courant s'interrompt quand la tension atteint un pic d'amplitude, une grande variation de tension ($\frac{du}{dt}$) survient. A ce moment il est important que le fusible recouvre une grande rigidité diélectrique quand l'instant précédent il était encore conducteur.

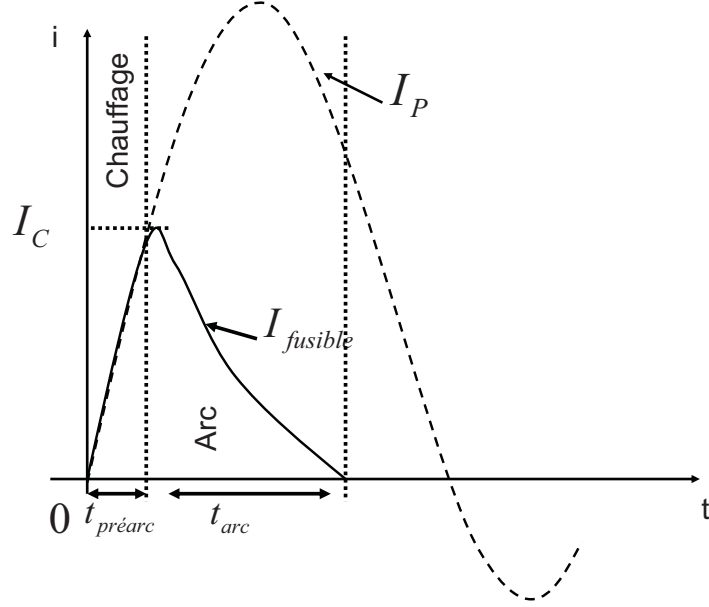


FIGURE 1.7 – Temps de préarc et temps d’arc.

1.3.1 Temps de préarc, contrainte thermique, importance du $\frac{di}{dt}$

Le temps de préarc qui est en quelque sorte un temps de chauffage correspond à une énergie qu’il faut fournir au fusible avant que son fonctionnement ne bascule en phase d’arc. Cette énergie est considérée comme constante pour les surcharges importantes car le chauffage du fusible est alors considéré comme adiabatique [S.A10a]. Les constructeurs déterminent un temps de préarc en fonction de la contrainte thermique imposée par le courant présumé. Ce temps est l’image de la réactivité du fusible pour limiter le courant. La contrainte thermique est donnée par l’équation :

$$(I^2t)_{prearc} = \int_0^{t_{prearc}} i^2(t) dt \quad (1.6)$$

De manière empirique, la contrainte thermique est reliée à la section du matériau par le coefficient de Meyer K_M [S.A10a] propre au matériau qui est une constante ne valant que pour un fonctionnement adiabatique :

$$(I^2t)_{Prearc} = K_M S^2 \quad (1.7)$$

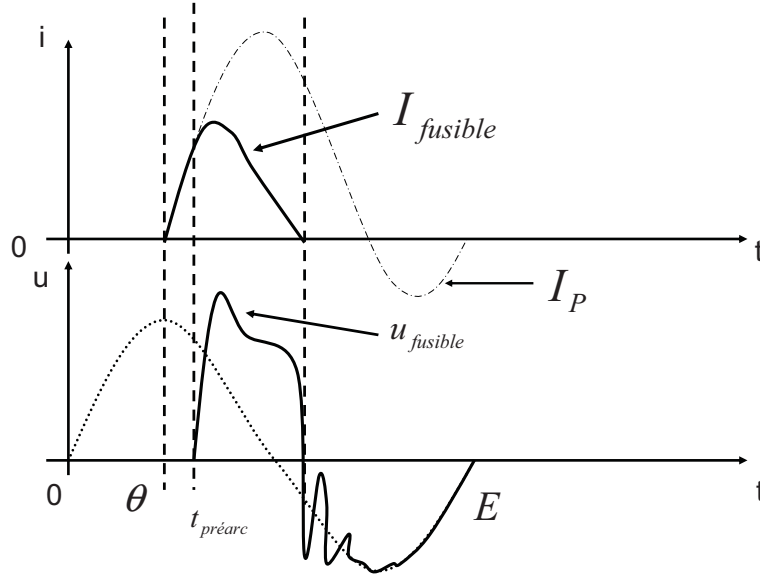


FIGURE 1.8 – Coupure pour un déclenchement à un angle θ .

1

A partir de cette formule on comprend l'importance du $\frac{di}{dt}$ dans la transition. Si l'on utilise deux courants faisant partie des fortes surcharges ayant un $\frac{di}{dt}$ constant pendant la phase de montée, une valeur nulle à l'instant $t=0$ et présentant un rapport de variation de $\frac{di}{dt}$ de 20, leur expression durant la montée peut être approximée par :

$$i_1(t) = \frac{di_1}{dt} \times t \quad (1.8)$$

$$i_2(t) = 20 \times \frac{di_1}{dt} \times t \quad (1.9)$$

La contrainte thermique ne change pas pour le fusible puisque la quantité d'énergie à apporter pour détruire l'élément est toujours la même, on a alors pour les deux courants :

1. Le coefficient de Meyer pour le cuivre est estimé à $28,5255 \cdot 10^4 \text{ A}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{mm}^{-4}$ d'après [S.A10a]

$$K_m S^2 = \int_0^{t_{prearc1}} i_1^2(t) dt = \left(\frac{di_1}{dt} \right)^2 \frac{t_{prearc1}^3}{3} \quad (1.10)$$

$$K_m S^2 = \int_0^{t_{prearc2}} i_2^2(t) dt = \left(20 \frac{di_1}{dt} \right)^2 \frac{t_{prearc2}^3}{3} \quad (1.11)$$

On en déduit :

$$t_{prearc2} = \sqrt[3]{\frac{1}{400}} t_{prearc1} \quad (1.12)$$

d'où en reprenant 1.9 et 1.12 :

$$i_{c2} = \frac{20}{\sqrt[3]{400}} \times \frac{di_1}{dt} \times t_{prearc1} \quad (1.13)$$

soit :

$$i_{c2} \approx 2,7 i_{c1} \quad (1.14)$$

avec i_{ck} les courants crêtes de coupure du fusible pour le courant k .
Le courant ne commence à être limité qu'à partir du moment où l'arc électrique est amorcé, pour de forts $\frac{di}{dt}$ les courants crêtes sont plus importants, le courant est moins limité. Une connaissance approfondie des mécanismes de la transition préarc-arc est nécessaire pour le dimensionnement des fusibles fonctionnant à de plus grands $\frac{di}{dt}$. Ces conditions se retrouvent pour de plus fortes surcharges ou pour des surcharges identiques en valeurs efficaces mais avec des fréquences plus importantes.

Le coefficient de Meyer montre aussi la dépendance du temps de préarc par rapport à la section du matériau, autrement dit ce sont les densités de courant qui sont à considérer. Pour les fusibles ultra-rapides les densités de courant sont données dans le tableau 1.1 [J.L12].

$J_N (\text{A.mm}^{-2})$	$J_1 (\text{A.mm}^{-2})$	$J_c (\text{A.mm}^{-2})$	$J_3 (\text{A.mm}^{-2})$
500	100000	21500	2500

Tableau 1.1 – Densités de courant remarquables dans les fusibles. Avec J_1 la densité de courant de défaut présumée maximum admissible, J_3 la densité de courant de défaut présumée minimum pour qu'il y ait un succès de la coupure. J_N et J_c sont respectivement la densité de courant nominale en conduction et la densité de courant crête maximum lors de la coupure pour le courant présumé maximum.

En ce qui concerne les valeurs de $\frac{dj}{dt}$ les valeurs remarquables fournies par l'industriel [APW⁺14] sont données en tableau 1.2

Standard $\frac{dj}{dt}(\text{A.mm}^{-2}.\mu\text{s}^{-1})$	Grand $\frac{dj}{dt}(\text{A.mm}^{-2}.\mu\text{s}^{-1})$
0-100	>1000

Tableau 1.2 – Variations de densité de courant standard et forte [APW⁺14].

1.3.2 Condition de la coupure

Lorsqu'un courant circule dans un circuit électrique, il acquiert une certaine inertie qui est due à l'inductance du circuit électrique. En effet tout élément présentant une caractéristique selfique stocke une énergie dont la valeur est : $\frac{1}{2} LI^2$. Or lorsqu'un interrupteur est ouvert pour stopper le courant, cette énergie doit être dépensée. Cette dissipation d'énergie dans les petits interrupteurs s'effectue par une étincelle [PG28]. Cette étincelle est une décharge d'arc amorcé par séparation de contact. Le phénomène est présent notamment dans le dispositif de la bobine de Ruhmkorff et est utilisé pour réaliser l'allumage des moteurs à explosion. Bien entendu, pour de petites applications comme une ampoule par exemple l'énergie à dissiper est tellement faible que l'étincelle ne se voit pas car elle dure peu de temps mais elle existe bien.

Un interrupteur idéal passe d'une résistance nulle à une résistance infinie sans aucun délai, de telles performances sont en fait impossibles en physique justement parce que l'énergie accumulée dans l'inductance ne peut pas se volatiliser. L'arc électrique agit de deux manières dans la coupure. Il dissipe cette énergie par les mécanismes de conduction et de rayonnement et il crée une force contre électromotrice qui permet de stopper le courant, d'autant plus rapidement que la surtension est importante. Les seuls interrupteurs réalisant des coupures de courant sans arc sont les transistors de puissance mais leurs caractéristiques résistives font qu'ils sont limités à certaines valeurs de courant [Y.P88] et leurs coûts ne les destinent pas à réaliser des coupures électriques lors de fortes surcharges.

Pour que le courant s'annule il y a néanmoins certaines conditions à respecter, dans le cas contraire l'arc électrique se maintient et la chaleur qu'il dissipe dans le milieu environnant peut conduire à de graves accidents électriques, c'est l'échec coupure. Il faut donc dans un premier temps étudier les

caractéristiques d'un arc électrique pour comprendre comment l'éteindre.

La caractéristique statique courant-tension de l'arc est telle que la tension à ses bornes diminue lorsque le courant augmente, prenant une forme hyperbolique [Y.P88] du type :

$$u = U_0 + \frac{P_0}{i} \quad (1.15)$$

P_0 est ici un terme de puissance de refroidissement constant. Suivant la longueur de l'arc, U_0 et P_0 changent, mais l'allure de la courbe reste la même jusqu'à une centaine d'ampères. Après cela, la forme n'est plus vraiment hyperbolique, il y a une décroissance de tension très importante puis une stabilisation de la tension à une valeur seuil [Y.P88].

Cette caractéristique statique montre l'importance de la puissance de refroidissement sur la surtension créée par l'arc électrique. L'arc électrique nécessite une certaine énergie pour se maintenir en fonctionnement : plus le courant est faible et plus sa tension doit être importante pour capter de la puissance, à l'inverse un fort courant nécessite moins de chute de tension pour capter la même puissance.

Dans un circuit RL (majorité des cas) dont le générateur a une force électromotrice E , mis en série avec un arc électrique de tension u (figure 1.9), la loi des mailles donne :

$$E - Ri - L \frac{di}{dt} - u = 0 \quad (1.16)$$

et donc :

$$L \frac{di}{dt} = (E - Ri) - u = \delta u \quad (1.17)$$

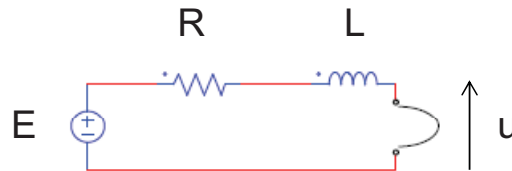


FIGURE 1.9 – Circuit RL en série avec un arc électrique.

La droite $E - Ri$ nommée droite de charge peut soit traverser la caractéristique courant tension de l'arc électrique, soit être totalement en dessous.

Dans le cas où elle la traverse, les deux points A et B où les tensions ($E - Ri$) et u sont égales sont remarquables (figure 1.10).

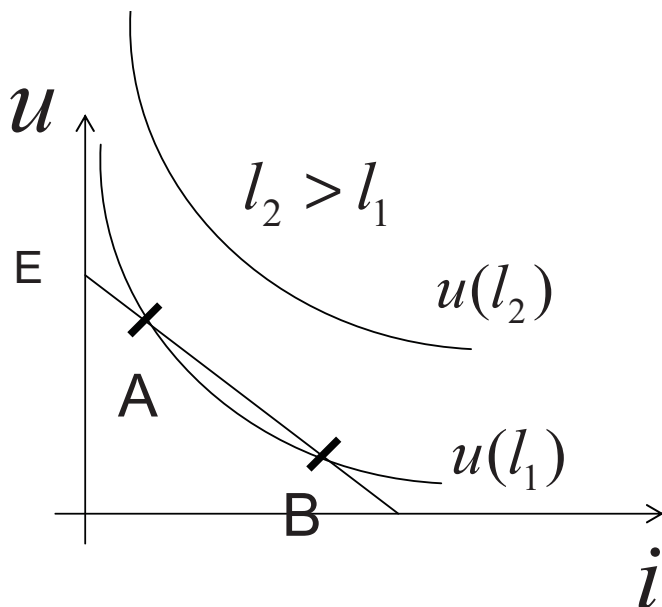


FIGURE 1.10 – Cas où la droite de charge coupe la caractéristique statique de l’arc électrique, avec l la longueur de l’arc.

En ce qui concerne le point A, il correspond à un point de fonctionnement instable. En effet on voit que si le courant augmente quelque peu, le générateur se trouve capable de fournir une tension aux bornes de l’inductance positive, le courant a donc tendance à augmenter vers le point B. Si le courant diminue alors δu est à l’inverse négatif et le courant ne fera que décroître car la tension de l’arc augmentera aussi, le courant finira alors par s’annuler. Pour le point B, si le courant diminue, δu devient positif, le courant augmente donc. Si le courant augmente, δu devient négatif et le courant diminue. Le point B est donc un point de fonctionnement stable de l’arc électrique. Quand la résistance du circuit électrique devient très faible, ce qui est le cas en condition de court-circuit, on voit que le point B se trouve très loin dans des gammes de courants très importants.

Si le courant au moment de la création de l’arc est important (et il l’est pour les appareillages de coupure) et si on se réfère à la caractéristique statique de l’arc, on voit que l’arc sera maintenu tant que la droite de charge

coupera la caractéristique statique de l'arc.

Comme la caractéristique de l'arc dépend beaucoup de la longueur de l'arc et que son allongement déplace la courbe vers les tensions plus importantes, les appareillages de coupure tendent à augmenter cette longueur le plus rapidement possible pour limiter au maximum le courant. Néanmoins les appareillages de coupure ne doivent pas présenter de surtension trop importante vis à vis du réseau électrique et des autres charges qui peuvent être connectées en parallèle de la branche électrique coupée.

En réalité, au cours de la coupure le refroidissement de l'arc évolue et sa caractéristique courant-tension n'est plus aussi simple que celle présentée figure 1.10. Les constructeurs d'appareillages de coupure se tournent alors vers des modèles d'arc électrique empiriques permettant de prévoir les dites caractéristiques comme le modèle de Daalder [J.L12].

Le modèle de Mayr par exemple exprime la conductance d'un arc en fonction de sa puissance [Y.P88] :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r}{\theta_d} \left(1 - \frac{ri^2}{P_0} \right) \quad (1.18)$$

avec θ_d la constante de désionisation, r la résistance de l'arc, i le courant qui le traverse et P_0 la puissance de dissipation.

Une hypothèse importante de cette équation est la puissance de refroidissement constante P_0 mais ce terme peut aussi être remplacé par une formulation empirique, selon les applications. L'arc présente aussi une caractéristique dynamique qui fait que sa tension n'évolue pas vers l'infini au retour de l'intensité à zéro. La tension passe en fait par un maximum important avant d'entamer une décroissance jusqu'au zéro de courant, ce phénomène est appelé inertie de l'arc.

Dans le cas de la coupure en courant alternatif, le passage du courant par zéro fait que l'arc s'interrompt de toute façon par lui-même. Il n'est donc pas nécessaire que la tension d'arc soit supérieure à la tension du réseau. Néanmoins le milieu inter-électrode reste fortement ionisé au moment où le courant s'annule et la tension aux bornes de l'appareillage de coupure varie brusquement pour rattraper la tension du réseau comme il a été vu figure 1.8.

La différence entre les deux types de coupure réside dans le fait que pour le courant continu la nécessité d'avoir une surtension d'arc supérieure à celle

du réseau impose des contraintes géométriques et de refroidissement sur la chambre de coupure qui ne sont pas indispensables pour une coupure en courant alternatif. La rigidité diélectrique dans les chambres en continu est immédiatement assez importante pour supporter la tension de l'alimentation, tandis qu'en alternatif ce n'est pas le cas, un temps est nécessaire. Il en résulte que la courbe caractéristique dynamique de l'arc dans une chambre de coupure en alternatif est moins haute en tension. En alternatif, le succès de la coupure dépend donc fortement de la TTR et du $\frac{du}{dt}$. Si la caractéristique dynamique vient à franchir la caractéristique statique, il y a échec coupure[Y.P88]. Pour une géométrie de la chambre de coupure donnée, la constante de désionisation détermine si la caractéristique dynamique coupe la caractéristique statique. Plus θ_d est petit et plus la résistance de l'arc croît vite et donc plus la chambre de coupure supporte un $\frac{du}{dt}$ important sans réamorçage.

- En ce qui concerne le fusible

Étant donné son côté limiteur, le fusible en alternatif développe des surtensions d'arc très importantes qui comme en continu dépassent la tension du réseau. La coupure au moyen d'un fusible n'est pas commandée et n'est donc pas synchronisée avec le passage par zéro du courant. Il fonctionne avec des énergies d'arc toujours importantes. Dans le cas des fortes surintensités, l'annulation du courant est forcée avant que cela ne se fasse naturellement, mais le fusible bénéficie tout de même d'une tension qui passe par zéro. Dans le cas de faibles surintensités ou d'angles d'apparition du défaut plus importants, le préarc se finit tard et l'arc peut donc aussi se terminer au moment du zéro de courant naturel. La chambre de coupure bénéficie alors d'un répit pour qu'il y ait désionisation du volume et régénération diélectrique. C'est la fulgurite résultant de la vitrification de la matière de remplissage qui permet d'assurer la rigidité diélectrique en fin de coupure.

Pour les courants continus, les contraintes sont plus importantes et les gammes moins étendues. Le développement des panneaux photovoltaïques conduit aussi à développer des solutions pour ces courants mais elles sont plus limitées. Chez Mersen par exemple, la gamme de fusible pour courants continus ne va pas au-delà de 4200 V [Fera]. Ainsi, c'est au niveau des parties alternatives des convertisseurs DC-AC que les protections sont les plus faciles à mettre en œuvre.

Dans le paragraphe 1.3.1, l'influence du $\frac{di}{dt}$ sur la coupure a pu être observée, son augmentation entraîne un courant de défaut I_c plus élevé. L'énergie

à consommer par l'arc électrique est alors plus importante. Cette énergie est consommée par la matière de remplissage durant le régime d'arc par changement de phase (fusion et vaporisation). Durant l'extinction, le refroidissement de cette matière fondue laisse place à de la fulgurite dont les propriétés diélectriques sont importantes pour assurer l'isolation du circuit électrique défectueux. Il reste à voir physiquement comment se passe la coupure dans la chambre d'extinction et comment l'énergie est absorbée par la matière de remplissage.

1.3.3 Mécanisme physique de la coupure

1.3.3.1 Le "burn-back"

Lorsqu'une surintensité apparaît, une phase de chauffage se déroule (§.1.3.1), l'effet Joule qui découle de la forte densité de courant amène les réductions de section à chauffer de plus en plus jusqu'à ce que le métal devienne liquide. Le chauffage du liquide amène une partie de la colonne en fusion à s'évaporer, un arc électrique se crée. L'arc dont la résistivité est particulièrement importante dégage beaucoup de chaleur, ses propriétés font qu'il érode les électrodes entre lesquelles il a pris naissance (figure 1.11). Le déplacement des fronts d'érosion est appelé "burn-back", sa vitesse est définie par [RS78] :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{i}{S}(a_n + b_n i^{0.6}) \quad (1.19)$$

avec a_n et b_n des coefficients définissant le "burn-back" tel que i est exprimé en A, S en cm^2 et $\frac{dx}{dt}$ est exprimé en cm.s^{-1} .

Pour une section constante le taux d'érosion volumique est donné par :

$$\frac{dv}{dt} = i(a_n + b_n i^{0.6}) \quad (1.20)$$

$$\frac{dv}{dt} = Ci \quad (1.21)$$

$$C = (a_n + b_n i^{0.6}) \quad (1.22)$$

[RS78] donne pour l'argent $C=10^{-4}(4,6+0,263 i^{0.6})$ pour des densités de courant allant jusqu'à 11kA.mm^{-2} . Les observations de [W.B10] montrent une vitesse d'érosion d'environ 6m.s^{-1} pour une densité de courant d'environ 40kA.mm^{-2} ce qui correspond à $C=10^{-6}(1,59+2,04 i^{0.6})$.

[W.B10] explique cette différence par l'influence de la densité de courant sur le facteur C mais aussi par une part de l'énergie qui n'est plus appliquée à éroder les électrodes mais à attaquer la matière de remplissage.

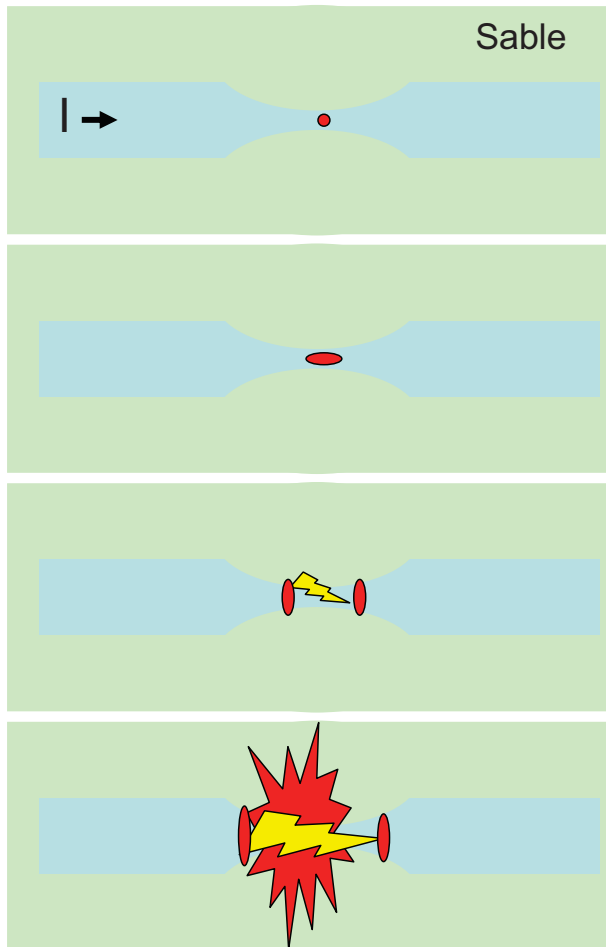


FIGURE 1.11 – Phénomène de "burn-back" aux réductions de sections.

1.3.3.2 Refroidissement de l'arc, coupure

Dès son amorçage, l'arc interagit avec la matière de remplissage. Au fur et à mesure qu'il s'allonge, sa tension augmente, son interaction avec la silice devient plus importante. La température devient très grande (typiquement 16kK [W.B10]). La silice se transforme, elle se présente sous forme solide, liquide et gazeuse [W.B10]. Au plus près de la réduction de section, un plasma d'arc contenant des vapeurs métalliques et des vapeurs issues de la décomposition de la silice est formé. Il reste contenu par une gaine de silice fondue [W.B10]. Les pressions du fait des changements de phase et de la variation de température sont très importantes. Certaines expérimentations les situent entre 16 et 50 bars pour des courants présumés entre 1 et 4 kA [MAP99].

Sous l'effet de la pression, le métal liquide présent aux fronts d'érosion est expulsé en direction de la périphérie et est absorbé par la matière de remplissage. Le développement du plasma d'arc et le "burn-back" font que le front d'érosion se déplace et que la pression augmente par vaporisation et chauffage. L'épaisseur du plasma d'arc augmente et la silice fondue diffuse vers la périphérie en même temps que la matière métallique précédemment absorbée. La gaine de silice fondue contient alors le plasma d'arc (figure 1.12).

Le refroidissement du plasma d'arc découlant des changements de phase et des transferts de chaleur au travers du milieu granulaire augmente la résistivité de l'arc et tend à créer une surtension. Lorsque la puissance de refroidissement est supérieure à la puissance fournie par le circuit électrique, le plasma d'arc se refroidit et finit par s'éteindre. Les vapeurs de silice se condensent et se solidifient de même que la silice fondue. La matière solide obtenue est appelée fulgurite. Les propriétés de la fulgurite permettent d'obtenir une grande rigidité diélectrique et donc de réaliser une bonne isolation du circuit en défaut [W.B10].

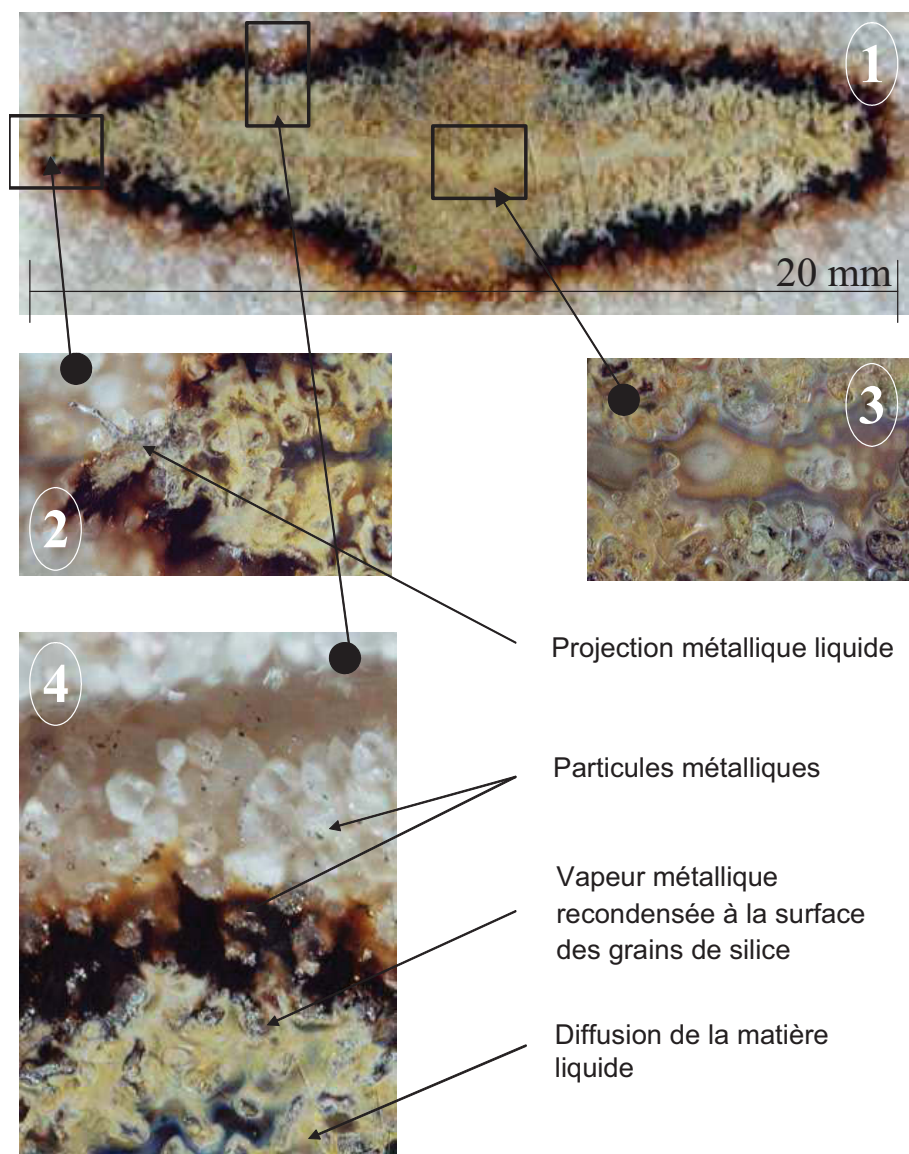


FIGURE 1.12 – Fulgurite obtenue après coupure [W.B14].

1.4 Mécanisme de la transition

Lorsque l'intensité devient trop importante il a été vu que la température croît. Pour que cela arrive il est nécessaire que la puissance de l'effet Joule au niveau de la réduction d'encoche soit supérieure à la puissance dissipée dans le milieu environnant. La puissance peut être dissipée sous forme de conduction par le ruban, avec un flux de chaleur allant de l'intérieur vers l'extérieur du fusible. Si la conduction entre le ruban et la matière de remplissage existe, elle n'est pas prépondérante durant le chauffage du ruban, la silice étant assez isolante, ce point sera abordé en 2.1. Les mouvements de convection sont négligeables dans l'enceinte encapsulée étant donné la matière de remplissage, ce mode de perte n'est donc pas pris en compte. Un transfert radiatif peut se faire entre la réduction de section et la matière de remplissage. Un tel transfert peut donc participer à l'augmentation de température de la silice immédiatement proche du ruban du fait du caractère opaque du matériau .

Lorsque l'échauffement par effet Joule du ruban n'est plus compensé par les phénomènes de pertes précédemment décrits, la température de la réduction de section augmente beaucoup plus que pour un courant nominal. Or la conductivité des métaux n'est pas constante, en effet elle diminue lorsque la température du matériau augmente. Si la température continue de monter, le métal finit par changer de phase pour devenir liquide et si elle augmente encore il se vaporise. Durant toute la montée de température la conductivité ne cesse de diminuer. La résistivité en fonction de la température du cuivre est donnée figure 1.13.

Cette résistivité n'est mesurée que jusqu'à 1700K. Les valeurs au-delà de cette température sont évaluées à l'aide de la loi de Wiedmann-Franz [A.M38] :

$$\frac{\lambda(T)}{\rho(T)} = L \times T \quad (1.23)$$

avec $\lambda(T)$ la conductivité thermique du matériau, $L=2,45.10^{-8} \text{W}.\Omega.\text{K}^{-2}$ la constante de Lorenz et $\rho(T)$ la résistivité dépendant de la température.

Cette loi permet donc de lier la résistivité électrique et la conductivité thermique en fonction de la température. La conductivité thermique du cuivre est donnée figure 1.14.

L'effet Joule d'un élément résistif est donné par :

$$P = Ri^2(t) \quad (1.24)$$

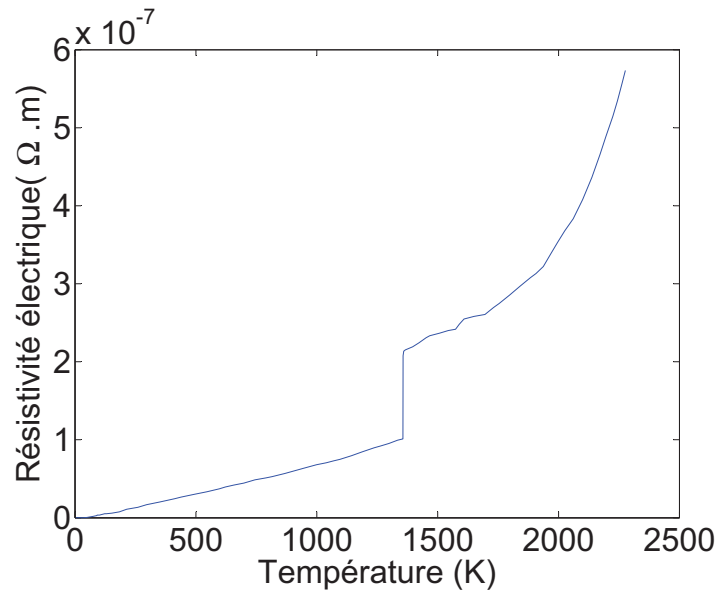


FIGURE 1.13 – Résistivité du cuivre en fonction de la température [Mat79], $T_{fusion}=1358K$.

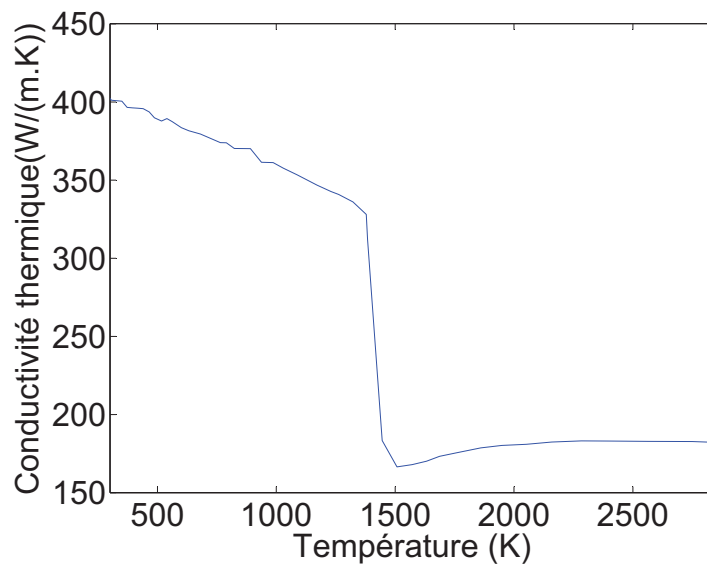


FIGURE 1.14 – Conductivité thermique du cuivre en fonction de la température, le saut de conductivité correspond au changement de phase solide-liquide à 1358K [YRC70].

L'augmentation de la température augmente la résistivité de l'élément fusible. L'effet inductif tend à garder constante l'intensité et donc sur un temps court dt , l'augmentation de puissance due à l'effet Joule est :

$$\Delta P = \Delta R i^2(t) \quad (1.25)$$

avec ΔR l'augmentation de résistance du fusible.

En réalité dans les conditions réelles d'utilisation, l'augmentation de la résistance du fusible pendant son chauffage est de toute façon négligeable au vu de la résistance totale du circuit. La tension est faible et le courant n'est pas limité pendant la phase de préarc. En effet la fin du préarc est définie comme le moment pour lequel la courbe de courant de défaut avec fusible et la courbe de courant de défaut présumé se séparent, avant la fin du préarc elles sont identiques.

On voit donc que le chauffage par effet Joule augmente la résistance du fusible et cela augmente encore la puissance de chauffage par effet Joule. Il y a emballement thermique et cet emballement mène à la disruption du ruban fusible par vaporisation et donc à la transition préarc-arc.

1.5 Caractéristiques du plasma d'arc

L'arc électrique est initié par la disruption du ruban fusible. Le passage du courant se fait alors à travers les vapeurs métalliques qui viennent de la phase de chauffage. Comme pour tous les arcs électriques, la première manifestation de cet amorçage est la chute de tension anodique-cathodique V_{ac} qui est propre aux matériaux des électrodes. Les chutes anodiques-cathodiques de l'argent et du cuivre sont données dans le tableau 1.3.

V_{ac} Argent	V_{ac} Cuivre
13V	16V

Tableau 1.3 – Chutes cathodiques-anodiques de l'argent et du cuivre [I.G65]

Les valeurs données sont des ordres de grandeurs, elle peuvent varier d'un auteur à l'autre de quelques volts. Les chutes cathodiques-anodiques sont assez peu dépendantes du courant tant que celui-ci reste faible ($<500A$) mais elles peuvent prendre des valeurs plus grandes s'il augmente. Par exemple pour le cuivre elle peuvent monter jusqu'à 20V pour 3000A [VVE88]. Ainsi une augmentation brutale de tension d'un ordre de grandeur semblable est

assimilable dans nos expérimentations comme l'amorçage de l'arc électrique et donc comme la fin du préarc.

Le plasma d'arc est caractérisé par sa température, ses espèces chimiques, son volume, son homogénéité et son équilibre. Son équilibre dépend de ses échanges avec l'extérieur qui sont quantifiés par ses coefficients de transports.

a) La conductivité électrique σ définie par :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.26)$$

avec \vec{j} la densité de courant et \vec{E} le champ électrique.

b) Le coefficient de diffusion D_k d'une espèce k . Il est utilisé dans la loi de Fick pour déterminer la migration des espèces entre des zones où règne un gradient de densité de l'espèce k .

$$\vec{A}_k = -D_k \overrightarrow{\text{grad}}(n_k) \quad (1.27)$$

avec A_k le flux de particule ($\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), D_k s'exprime en ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

c) La conductivité thermique λ , utilisée dans la loi de Fourier pour déterminer le flux de chaleur échangé entre le plasma et le milieu extérieur (ou entre les différentes zones de plasma). La densité du flux de chaleur $\vec{\varphi}$ a pour expression :

$$\vec{\varphi} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (1.28)$$

d) Le facteur d'émission détermine enfin la puissance rayonnée par le plasma pour différentes longueurs d'ondes et par unité de volume et d'angle solide.

Ce sont ces mêmes coefficients de transport qui sont utiles à connaître dans les différentes applications industrielles mettant en jeu les plasmas. Dans le cas des arcs de coupe, tout est fait pour que la conductivité électrique décroisse vite. Pour ce faire, le refroidissement de l'arc est optimisé.

En ce qui concerne le rayonnement, il est en forme de raies avec un continuum d'intensité lumineuse comme le montre la figure 1.15. Les différentes raies émises dépendent de la composition chimique du plasma. Cette composition dépend de la température puisque l'état d'ionisation en dépend. Des calculs ont été réalisés pour déterminer les compositions chimiques et les coefficients de transport du plasma d'arc. La figure 1.16 montre que les espèces majoritaires présentes aux températures typiques de 15kK [W.B10]

du plasma d'arc dans le fusible sont les électrons, l'oxygène et l'ion Si^+ . La densité électronique est supérieure à 10^{24}m^{-3} . Lorsque le plasma décroît en température un virage de la concentration électronique est constaté pour 10kK. La recombinaison du Si^+ et des électrons entraîne une chute drastique de la densité électronique, favorisant le rétablissement de la rigidité diélectrique.

Le calcul du rayonnement figure 1.17 montre une intensité des raies de vapeur métalliques supérieures aux intensités des raies de vapeurs de silice pour des températures inférieures à 23kK. L'observation de la figure 1.15 montre bien que ces raies sont moins visibles que celles des éléments métalliques avec un rapport d'intensité de 2 entre la raie à 546,5nm de l'argent et celle de l'atome de silicium à 390,5nm, en revanche le rapport de ces deux intensités ne correspond à aucune température du calcul compris entre 5kK et 25kK. Néanmoins pour l'argent le rapport d'intensité de raies 546,5 et 520,9 nm qui est de 1,75 laisse supposer une température voisine de 12kK.

La figure 1.19 montre que pour des températures supérieures à 10kK la différence de conductivité électrique entre le plasma de silice et le plasma d'argent est peu différente (rapport de 1,1). En revanche le calcul montre que l'augmentation de pression qui n'a pas d'influence sur cette grandeur avant 10kK, la favorise après ce cap.

Sur la figure 1.18 les courbes montrent la même tendance de non-différenciation entre les deux types de plasma. La courbe correspondant à la faible pression montre cependant une conductivité thermique plus importante dans les températures inférieures à 10kK.

La figure 1.20 montre la viscosité des plasmas de silice et d'argent. Elle montre une différence de viscosité importante entre les deux plasmas dès 5kK. Près de 10kK le plasma de silice devient plus visqueux, notamment à 10 atm. La différence tend à s'atténuer après les 25kK. L'augmentation de pression augmente la viscosité du plasma dans les deux cas mais cette dernière reste faible en comparaison de la viscosité de la silice fondue qui agit comme une gaine et contient le plasma.

Les calculs des coefficients de transport montrent que lorsque la température augmente les propriétés du plasma font que la conductivité électrique augmente ainsi que la conductivité thermique. L'encapsulation du fusible et le rôle de gaine joué par la silice fondue engendrent une augmentation de pression qui favorise l'augmentation de conductivité thermique et donc

favorise le refroidissement du plasma. Le phénomène est inverse à celui de l'emballement thermique du préarc.

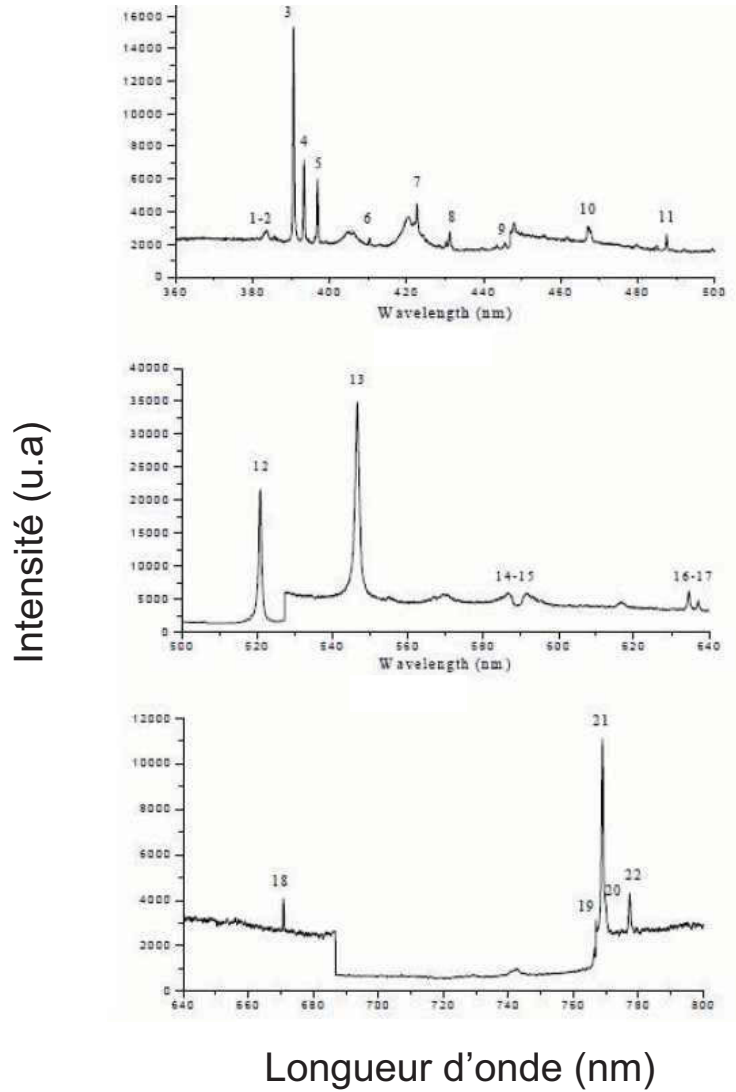


FIGURE 1.15 – Rayonnement observé pour un ruban d'argent dans la silice, encapsulé dans un boîtier expérimental avec hublot en quartz soumis à une décharge capacitive ($\frac{di}{dt}=2.10^6$ A.s⁻¹, 200 A 180V) [WP99]. Les raies 1,2,6, 16 et 17 sont des raies de Si⁺. La raie 3 est une raie de Si. Les raies 4 et 5 proviennent de Ca⁺. La raie 7 provient de l'atome Ca. Les raies 8, 9, 10, 11, 12, 13 et 21 proviennent de l'atome Ag. Les raies 14 et 15 proviennent de l'atome Na. La raie 18 provient de l'atome Li. Les raies 19 et 20 proviennent de l'atome K. Enfin la raie 22 vient de l'atome O.

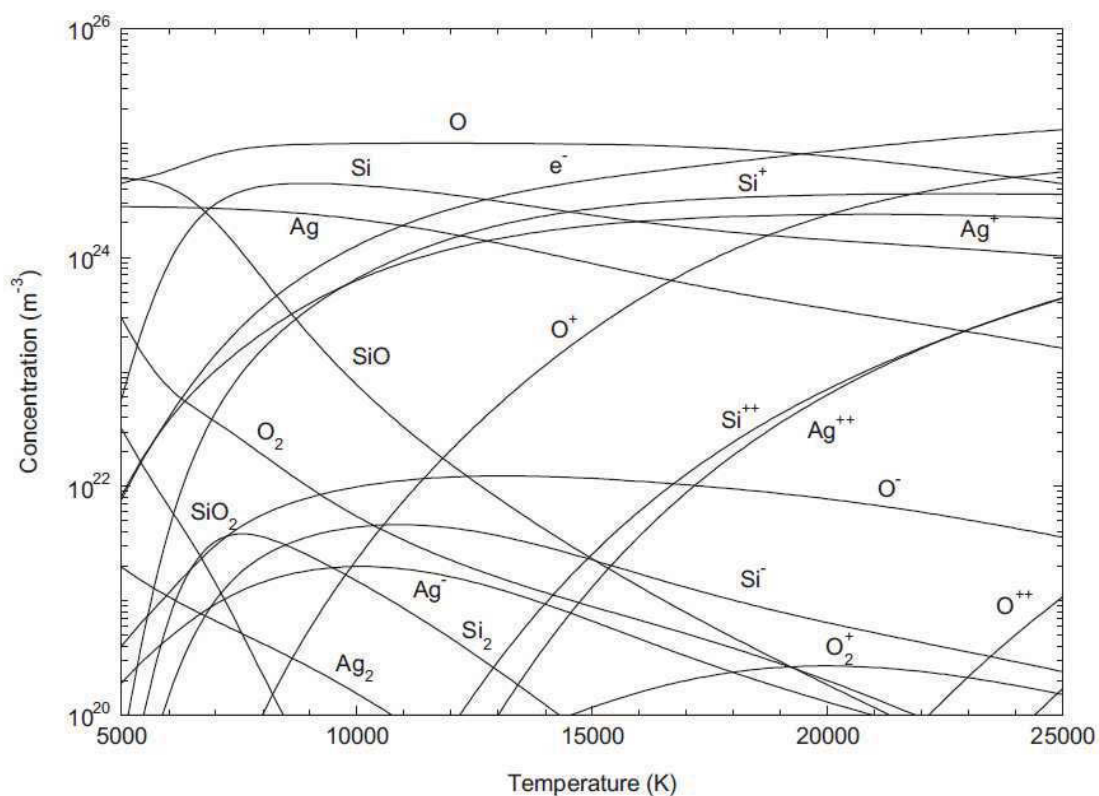


FIGURE 1.16 – Calcul de composition d'un plasma d'argent et de silice (SiO_2) à volume constant en fonction de la température pour une composition initiale de 50%Ag et 50% SiO_2 (pourcentage en masse) pour une densité initiale de 1kg.m^{-3} à volume constant [WP00].

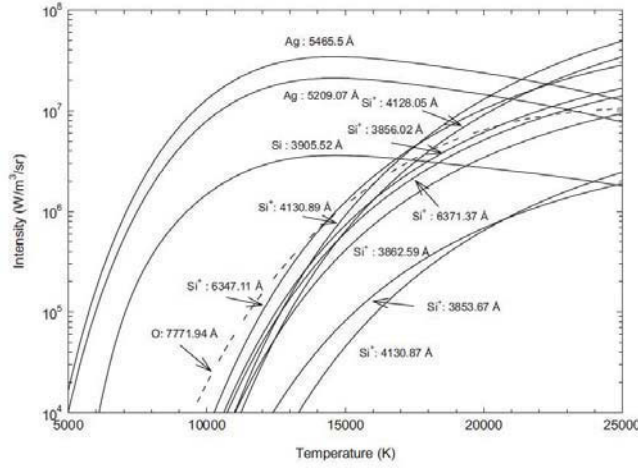


FIGURE 1.17 – Calcul du rayonnement d'un plasma d'argent et de silice (SiO_2) à volume constant en fonction de la température pour une composition initiale de 50%Ag et 50% SiO_2 (pourcentage en masse) pour une densité initiale de 1kg.m^{-3} à volume constant [WP00].

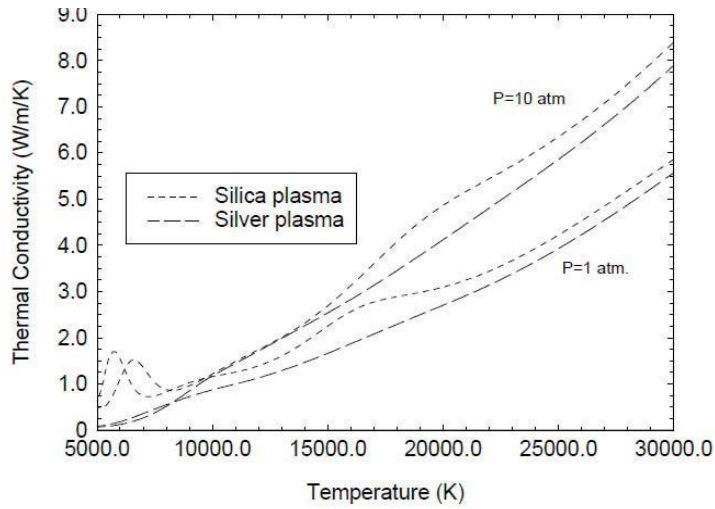


FIGURE 1.18 – Calcul de conductivité thermique pour des plasmas d'argent et de silice en fonction de la température et pour plusieurs pressions [Pa07].

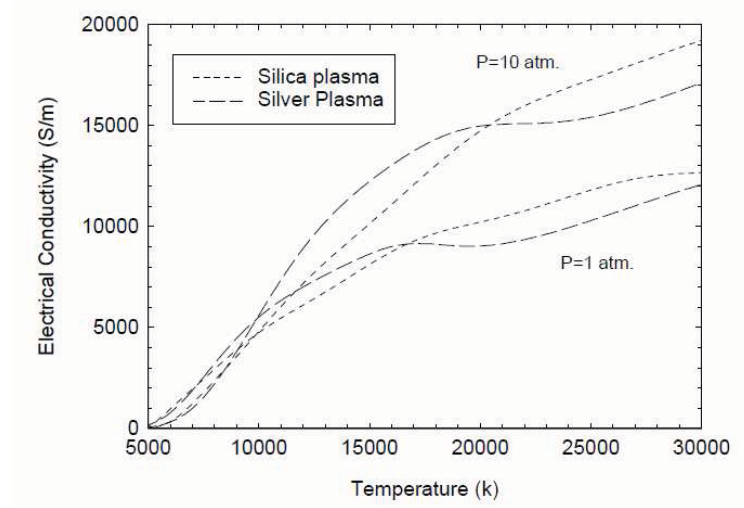


FIGURE 1.19 – Calcul de conductivité électrique pour des plasmas d’argent et de silice en fonction de la température et pour plusieurs pressions [Pa07].

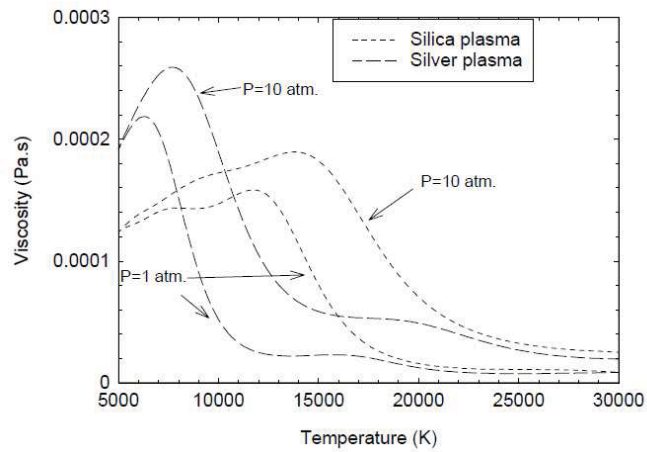


FIGURE 1.20 – Calcul de la viscosité du plasma d’argent et de silice en fonction de la température pour plusieurs pressions [Pa07].

1.6 Échauffement du ruban

La disruption du ruban fusible provient de la puissance apportée par effet Joule qui n'est plus compensée par les pertes thermiques aux électrodes. Le temps mis pour exercer cette détérioration dépend donc de la puissance qui est emmagasinée par le ruban au niveau de la réduction de section et de la capacité calorifique du métal. La contrainte thermique fournie par l'industriel représente bien cette énergie à ceci près que pour calculer un temps de préarc plus rigoureux, l'approximation du fonctionnement adiabatique ne peut pas toujours être faite. De plus, la température n'est pas homogène sur la longueur de la réduction de section, il faut déterminer sa distribution sur toute la longueur de l'élément et donc déterminer les quantités de matière qui sont portées à chaque température.

Les courbes d'enthalpie des matériaux en fonction de la température figure(1.21) permettent de calculer la quantité d'énergie à fournir pour porter le ruban à une température donnée y compris pendant les changements de phases et pour une quantité de matière donnée.

La puissance emmagasinée par chaque élément du ruban dépend de sa résistivité (effet Joule) qui est fonction de sa température, mais dépend aussi de ses pertes par conduction qui sont fonction de sa température et du gradient de température qui existe entre lui et les éléments qui lui sont proches. Ce problème est celui de l'équation de la chaleur. Pour la résoudre, la solution proposée au laboratoire a été de résoudre numériquement l'équation par une formulation en fonction de l'enthalpie en utilisant la méthode des éléments finis [DRW07]. Le maillage utilisé (figure 1.22) comporte une discrétisation spatiale de $2,5 \cdot 10^{-5} \text{m}$ et la simulation est réalisée avec un pas de temps typique de $5 \cdot 10^{-6} \text{s}$ [S.A10b], les pas sont cependant adaptés au courant injecté et à la géométrie étudiée.

Les hypothèses de la simulation considèrent que le préarc est terminé lorsqu'au moins un élément du maillage a reçu l'énergie suffisante pour se vaporiser entièrement. La modélisation, réalisée pour différents courants présumés et différentes charges, est comparée aux expérimentations menées sur une section d'encoche circulaire en utilisant la station 100kVA du LAEPT (figure 1.23).

La comparaison pour un ruban avec une réduction de section circulaire de longueur 1,66 mm et de plus petite largeur 0,5 mm a montré que le préarc

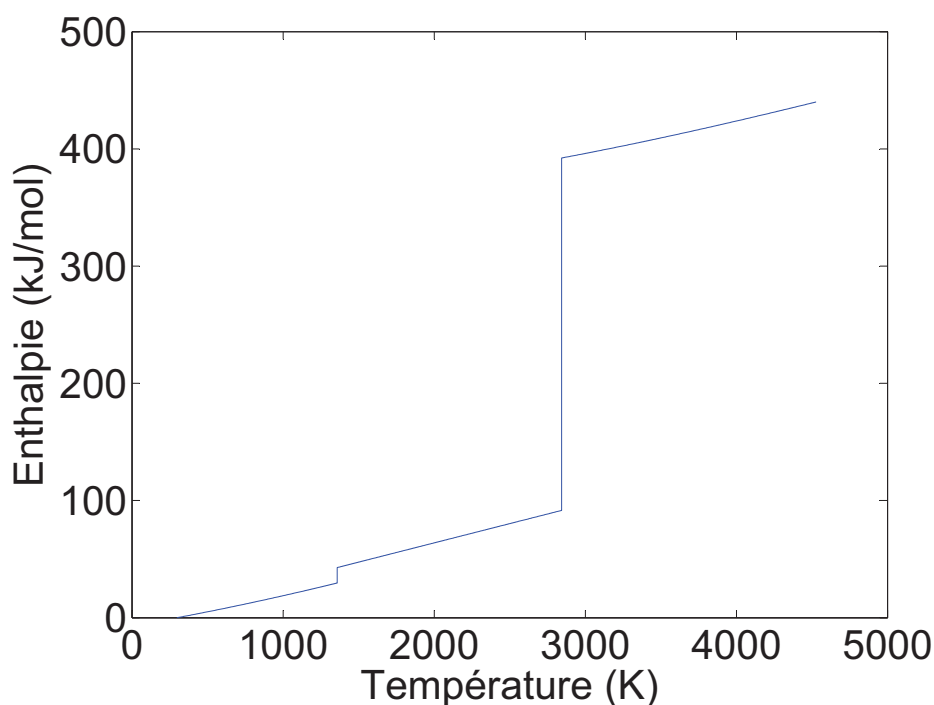


FIGURE 1.21 – Enthalpie molaire du cuivre, les sauts d’enthalpie correspondent aux changements de phase solide-liquide à $T=1358\text{K}$ et liquide-vapeur $T=2843\text{K}$ d’après [For85].

prenait fin expérimentalement pour des énergies qui correspondaient soit à l’énergie nécessaire pour atteindre la température de vaporisation mais sans avoir fourni l’énergie de vaporisation, soit à une énergie correspondant à une zone de chauffage du liquide ou même parfois dans une zone antérieure à la phase liquide, pendant la fusion [S.A10b]. La figure 1.24 montre ce constat pour une charge résistive. Or la simulation par éléments finis permet de ne pas surestimer les quantités de matière chauffées aux plus hautes températures et la modélisation ne prend pas en compte les pertes radiatives. Les temps de préarc simulés ne devrait donc pas être supérieurs aux temps de préarc expérimentaux. Les résultats des temps de préarc mesurés et calculés sont donnés figure 1.25. Les résultats de cette modélisation ne prennent pas

en compte la partie de la puissance qui est rayonnée, dans le cas contraire les temps seraient plus long. Pourtant l'expérimentation montre des temps de préarc toujours inférieurs à ceux simulés. Cette comparaison montre que la transition préarc-arc est plus complexe qu'une simple fusion-vaporisation. Il semble que la disruption du ruban fusible soit accélérée par un phénomène non pris en compte.



FIGURE 1.22 – Maillage d'une réduction d'encoche circulaire [S.A10b].

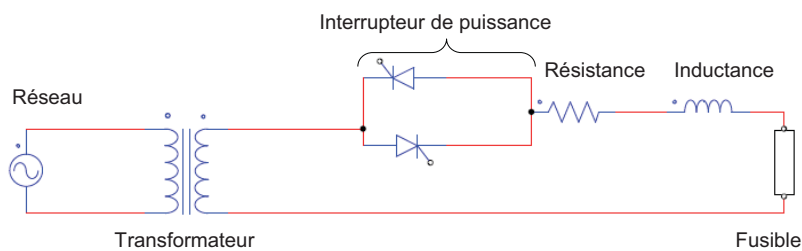


FIGURE 1.23 – Schéma de la station d'essai 100 kVA.

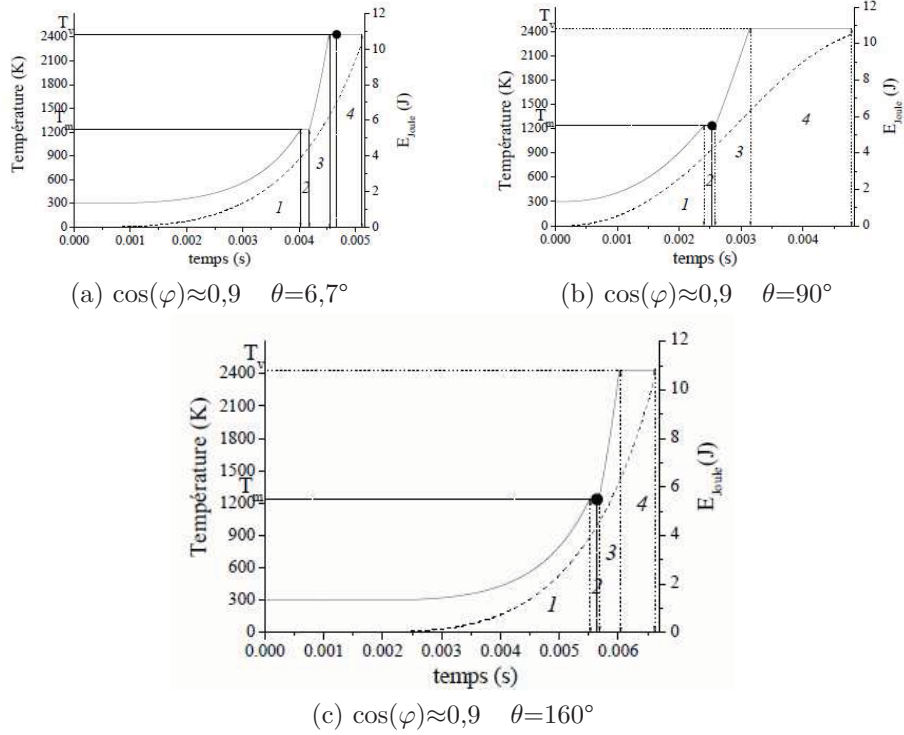


FIGURE 1.24 – Énergie accumulée par le ruban fusible (en comptant les pertes par conduction) en fonction du temps ainsi que la température correspondante déduite de la comparaison avec la courbe d'enthalpie. Le point noir représente l'énergie pour laquelle la fin de préarc expérimentale est atteinte. La courbe en pointillé représente l'énergie accumulée au cours du temps. La courbe en trait continu représente la température déduite de l'énergie. Les courbes a, b, et c correspondent respectivement aux angles d'enclenchement $6,7^\circ$, 90° et 160° [S.A10b].

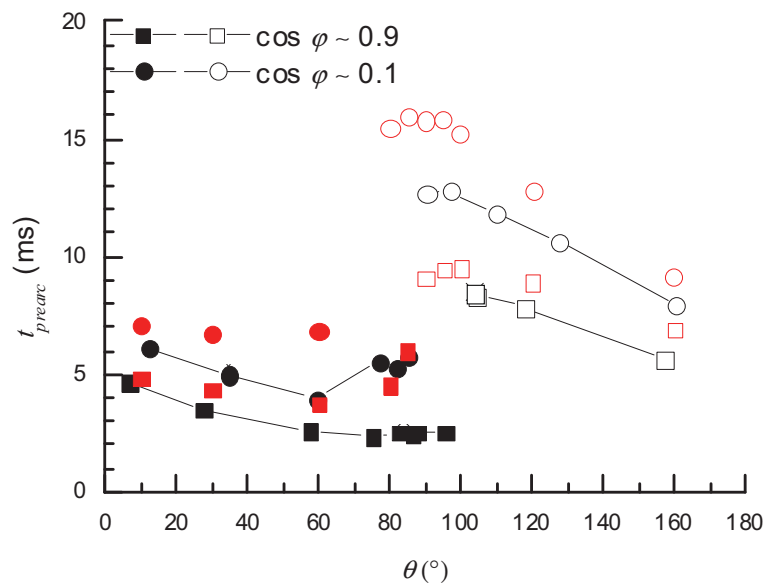


FIGURE 1.25 – Comparaison des temps de préarc mesurés et simulés pour différentes charges inductives et charges résistives. Les valeurs en rouge sont simulées et les valeurs en noir sont mesurées. Les pictogrammes pleins correspondent à un préarc arrivant pendant la première demi-alternance, les pictogrammes vides représentent les temps de préarc arrivant pendant la deuxième demi-alternance [S.A10b].

1.7 Hypothèses sur la transition préarc-arc

La modélisation du chauffage du ruban fusible par une méthode d'éléments finis conduit à une estimation de la distribution de température le long du fusible (figure 1.26). Cependant la fin de préarc estimée n'est pas identique à l'expérimentation. L'hypothèse qui définit la fin du préarc dans la modélisation traite d'une disruption du ruban par évaporation du matériau conducteur. La différence entre expérimentation et simulation laisse penser que bien avant la vaporisation du ruban considéré dans sa géométrie initiale, un phénomène crée une discontinuité mécanique. Plusieurs hypothèses peuvent être la cause d'un amorçage prématuré.

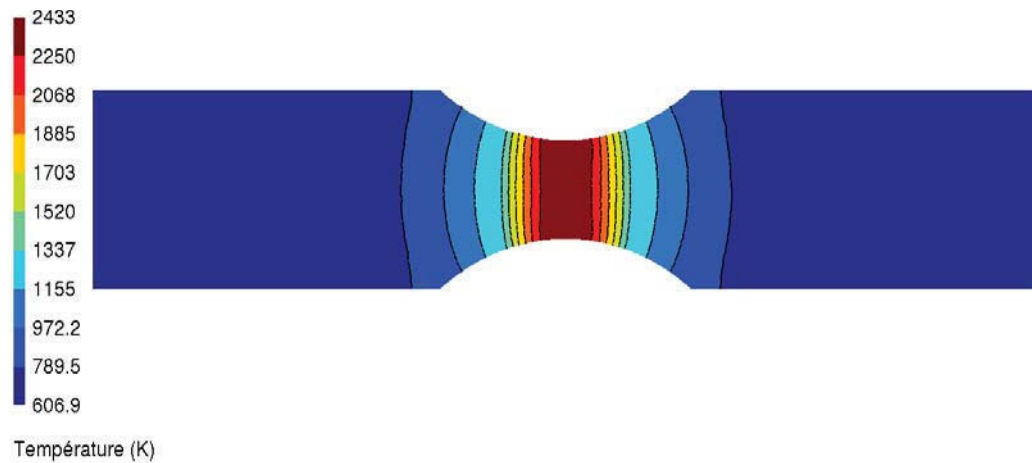


FIGURE 1.26 – Représentation des isothermes dans le ruban à la fin du préarc à l'aide de la bibliothèque OFELI [S.A10b].

- Hypothèse n°1

La modélisation utilise un maillage qui est réalisé à partir d'une géométrie de ruban fusible fixe. Dans ces conditions, les densités de courant et donc de puissance apportées par élément de volume correspondent à une quantité de matière donnée. Si la géométrie du ruban subit une constriction et se déforme par exemple de sorte que sa section se réduit, l'équation de la chaleur à résoudre admet de nouveaux paramètres d'entrée. La puissance volumique apportée par effet Joule deviendrait beaucoup plus importante à un instant particulier et pourrait donc accélérer l'emballement thermique et donc la vaporisation.

La force de constriction considérée dans cette hypothèse est la force de La-

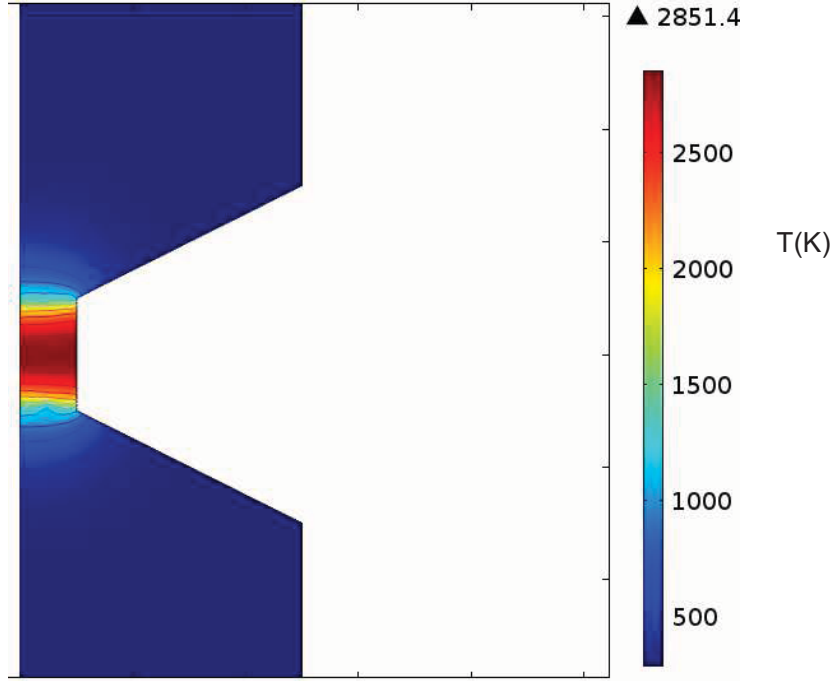


FIGURE 1.27 – Représentation des isothermes dans le ruban à la fin du préarc pour une encoche trapézoïdale [Dav14].

place que l'élément développe sur lui-même. On peut en effet considérer que l'élément est parcouru par plusieurs lignes de courant parallèles qui exercent entre elles des interactions attractives comme montré figure 1.28.

La force de Laplace qui s'applique sur un élément de longueur dl parcouru par une intensité I est proportionnelle en amplitude au champ d'induction magnétique \vec{B} appliqué en dl et au courant I . En se référant à la figure 1.28 il vient :

$$\vec{F}_1 = I_1 d\vec{l} \wedge \vec{B}_{4-1} \quad (1.29)$$

Or le champ magnétique exercé sur chaque élément dl provient des autres lignes de courant et est proportionnel à leur intensité. Le champ \vec{B}_{4-1} par exemple est donné par la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}_{4-1} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_C \frac{I d\vec{l}_4 \wedge \vec{d}_1}{d_1^3} \quad (1.30)$$

La force de constriction dépend donc fortement de l'intensité et de la distance entre chaque ligne de courant. Dans la réduction de section pour

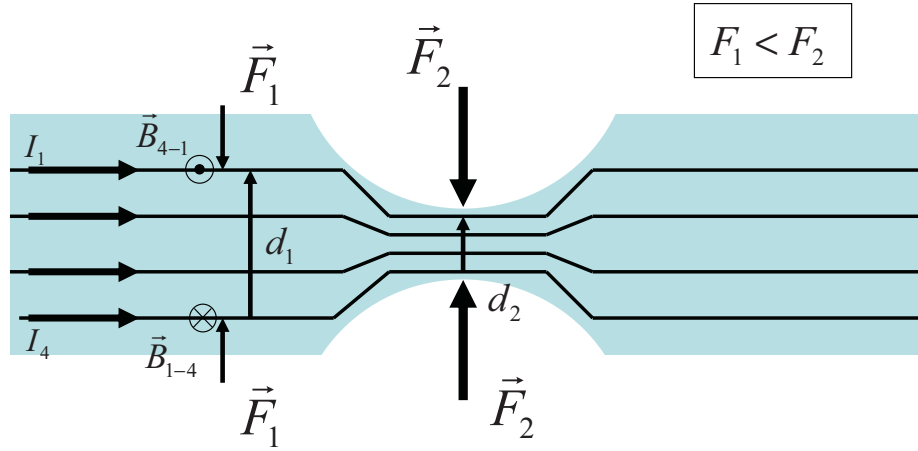


FIGURE 1.28 – Représentation des lignes de courant dans le fusible et des forces de constrictions. \vec{B}_{4-1} et \vec{B}_{1-4} représentent respectivement les champs d'induction magnétique créés par les courants I_4 et I_1 .

laquelle les lignes de courant se resserrent, la force est d'autant plus importante car la distance entre les lignes de courant diminue ($d_1 > d_2$).

A la fin du régime de préarc, la figure 1.26 des isothermes montre une température élevée dans une zone étendue de la réduction de section, précisément à l'endroit où cette force de pincement est maximale. Si durant la phase liquide il y avait déformation de la colonne par pincement, la densité de courant augmenterait, la force de pincement gagnerait donc en importance puisqu'elle est d'autant plus grande que la densité de courant est importante. La déformation devrait donc s'amplifier jusqu'à la rupture et l'amorçage de l'arc. De même que l'emballement thermique a été décrit pour expliquer la fusion et la vaporisation de l'élément, il est question ici d'une sorte d'emballement de la constriction qui n'est pas dissociable de l'emballement thermique. Un tel phénomène expliquerait qu'une quantité de matière plus faible se vaporise ou même que la transition de fin de préarc puisse arriver à un moment où l'énergie accumulée soit juste suffisante pour que la matière soit en fusion.

Pour déterminer l'importance des forces de Laplace sur les rubans fusibles une modélisation a été réalisée au laboratoire dans le cadre du FUI ACOIFF et a fait l'objet d'un brevet (annexe A). Le but du calcul réalisé à l'aide de Inca3D [CED] est de déterminer dans un premier temps les densités de courant dans chaque partie du ruban et d'en déduire suivant les équations 1.29 et 1.30 l'importance des forces de Laplace exercées sur chaque zone

du ruban. En revanche, le logiciel réalise des modélisations à température constante et n'est pas prévu pour modéliser les phénomènes thermiques. Un couplage du modèle thermique du LAEPT, pour modéliser l'augmentation de température et de résistivité en chaque point de l'encoche, avec Inca3D permet d'obtenir une répartition des lignes de courant prenant en compte les phénomènes thermiques [Alm10]. Les résultats des calculs sont donnés pour deux géométries de réductions de section figures 1.29 et 1.30.

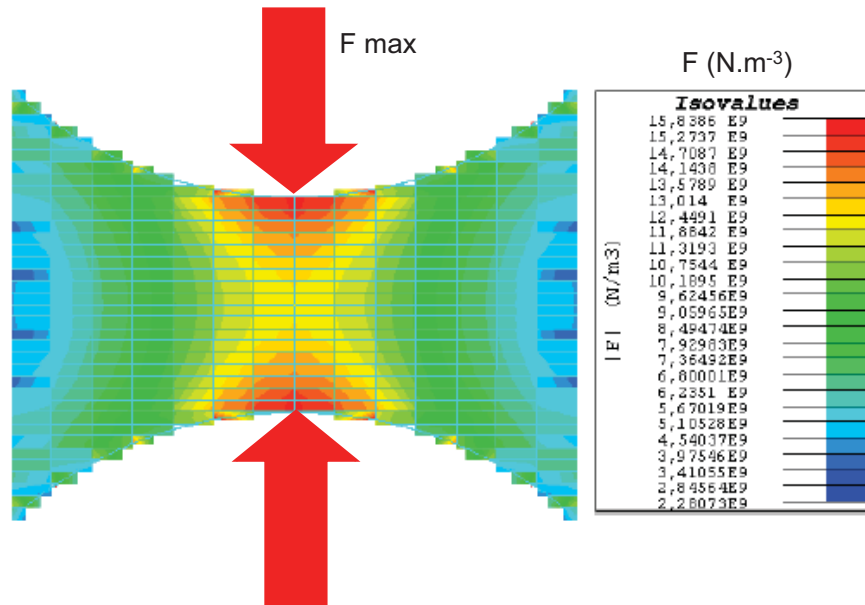


FIGURE 1.29 – Répartition des forces de Laplace sur une réduction de section de type circulaire calculé avec Inca3D [Alm10].

- Interprétation des forces volumiques.

Les forces exprimées par la modélisation sont dites "volumiques" et sont exprimées en N.m^{-3} . Elles représentent en différents points du ruban les contraintes subies par chaque petit volume élémentaire résultant du champ magnétique et de la quantité de courant qui les traverse. Ces forces appliquées de la périphérie du ruban jusqu'à son centre s'additionnent de proche en proche. En mécanique des fluides statique, les forces volumiques sont exprimées à l'aide d'un gradient de pression tel que :

$$\vec{F} = \overrightarrow{\text{grad}P} \quad (1.31)$$

Les forces volumiques ne possèdent une composante que sur l'axe perpendiculaire à l'écoulement du courant, en posant r la distance partant de la

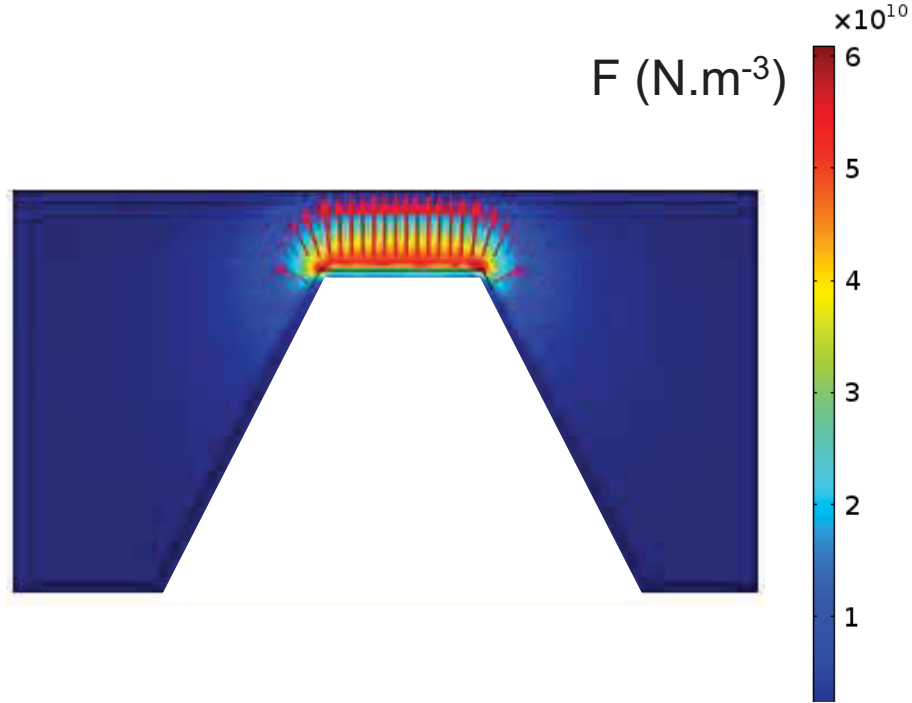


FIGURE 1.30 – Répartition des forces de Laplace sur une réduction de section de type trapézoïdale calculée avec COMSOL [Dav14].

périphérie du ruban vers le centre, la pression subie mécaniquement par le ruban à la distance r devient :

$$P(r) = \int_0^r F(r') dr' \quad (1.32)$$

Bien que les forces volumiques soient maximales sur la périphérie du ruban, cette expression rappelle que la pression est bien toujours maximale au centre du ruban.

La modélisation des efforts électrodynamiques sur des réductions de sections de géométries différentes montre une répartition des densités de force de Laplace très différentes. Il est visible sur la figure 1.30 que la pression linéique est plutôt homogène sur la longueur même si elle atteint un maximum au niveau des coins d'encoches. Sur la figure 1.29 il est bien visible que la pression linéique est très supérieure au centre de la réduction de section circulaire. Les intensités de ces forces entre les deux géométries sont tout à fait comparables. Elles ne dépendent que des sections et de l'intensité traversant l'encoche. En revanche la disposition de ces forces peut avoir une incidence différente sur la déformation de la colonne liquide si déformation il y a. L'étude thermique

montre un échauffement bien au milieu de la réduction de section pour les deux types de géométries (figures 1.26 et 1.27). Les temps de préarc simulés peuvent être en revanche différents du fait d'une diffusion de chaleur plus importante pour la forme circulaire [S.A10c].

Il résulte de ces études sur les efforts électrodynamiques que la géométrie des rubans implique des différences dans l'application des forces de constriction sur les réductions d'encoches. A l'échelle d'un petit élément de volume de 10^{-5}m d'épaisseur, le calcul montre une force volumique qui peut être considérée comme constante. Si cet élément est pris à la périphérie du ruban où la force volumique est égale à 10^{10}N.m^{-3} , il en résulte une pression de 10^5Pa , soit 1 bar. Cette pression peut être considérée comme une pression de surface. Pour des courants très importants résultant d'un grand $\frac{di}{dt}$ il est visible que la pression de surface prendrait un ordre de grandeur encore plus conséquent, probablement capable de déplacer de la matière liquide par exemple. Ces forces semblent importantes mais il est difficile de conclure pour autant car les données sur la résistance des matériaux à haute température ou même sur la déformation d'une colonne de métal liquide en fusion sont lacunaires. Néanmoins, si cette force agit de manière conséquente sur la transition préarc-arc, son impact devrait être différent entre les deux géométries du fait des répartitions de pressions linéiques différentes. La réduction de section circulaire devrait favoriser la constriction de la colonne liquide et engendrer une transition plus rapide que la forme trapézoïdale. La température atteinte par la réduction de section circulaire devrait donc être plus faible que celle atteinte par la réduction de section trapézoïdale au moment de la disruption du ruban.

• Hypothèse n°2

Lorsque le ruban chauffe, vers la fin du préarc, il est possible qu'une partie de l'énergie soit transmise à la surface du ruban de sorte que des micro vaporisations apparaissent. Ce phénomène apparaîtrait avant que le reste de la réduction de section n'ait reçu assez d'énergie pour être ne serait-ce que proche de la fusion. Lorsque le conducteur devient liquide et même lorsque la colonne de liquide continue de s'élever en température, sa résistivité augmente beaucoup. Les vapeurs métalliques chaudes pourraient constituer un chemin de contournement pour le courant ou du moins pour une partie de ce courant à condition que leur résistivité ou conductivité soit comparable à celle du conducteur chaud. L'hypothèse est représentée sur la figure 1.31. Même si la conductivité des vapeurs métalliques est à priori inférieure à celle de la colonne liquide, la section constituée par l'expansion des vapeurs mé-

talliques autour du ruban permettrait de faire chuter la résistance globale du nuage métallique. Pour une température suffisamment élevée, le passage du courant serait rendu possible à travers les vapeurs métalliques et permettrait l'amorçage d'un arc. Un tel arc finirait de détruire la colonne de liquide en éjectant la matière par vaporisation du volume et par érosion.

La vérification de l'hypothèse repose donc dans un premier temps sur la détection de telles vapeurs avant le régime d'arc. Un diagnostic de ces vapeurs est ensuite à réaliser pour déterminer la conductivité des vapeurs et donc la cohérence de l'hypothèse.

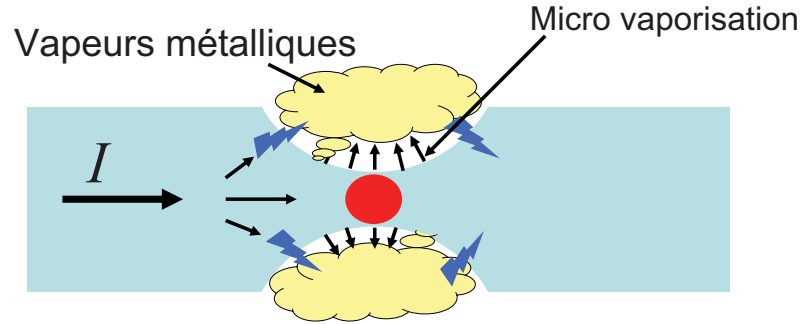


FIGURE 1.31 – Micros vaporisations métalliques et contournement du courant par les vapeurs métalliques.

• Hypothèse n°3

L'hypothèse la plus simple est celle de la dilatation thermique. Sous l'effet de l'augmentation de température, les métaux subissent une dilatation thermique tel que :

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha(T) \times \Delta T \quad (1.33)$$

avec L_0 la longueur initiale, ΔL l'allongement du métal pour une augmentation de la température ΔT et $\alpha(T)$ le coefficient de dilatation thermique.

Dans le cas d'un ruban, les extrémités sont contraintes, une telle dilatation impose donc des forces longitudinales. Il est possible que ces forces soient à l'origine d'une rupture mécanique vers la fin du préarc lorsque la rigidité mécanique du ruban est affaiblie par l'augmentation de température. Dans le cas des expérimentations du laboratoire, le ruban a l'opportunité de se déformer vers le haut ou vers le bas (figure 1.32). Il est possible que cette déformation puisse aussi favoriser des contraintes longitudinales par l'appli-

cation des forces de Laplace comme montré figure 1.33.

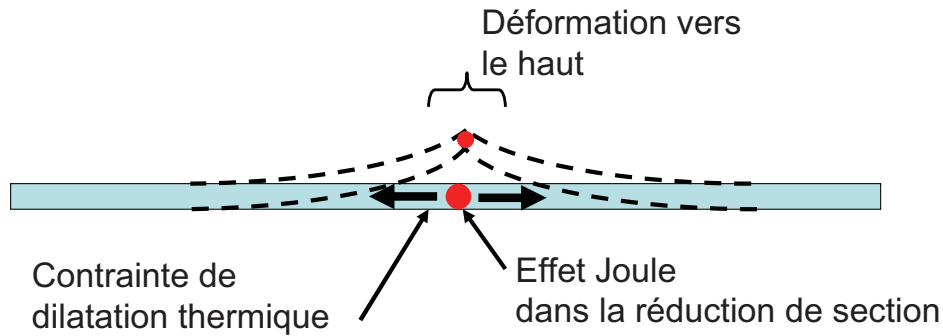


FIGURE 1.32 – Déformation du ruban sous l'effet des contraintes thermiques.

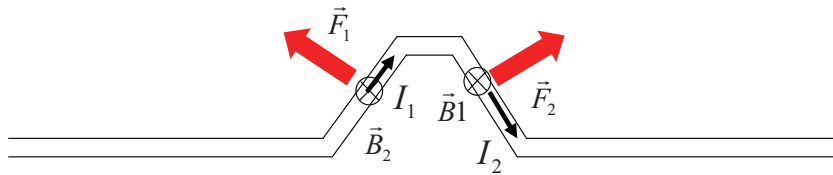


FIGURE 1.33 – Ajout de contrainte longitudinale par les forces de Laplace à la suite d'une déformation thermique.

Une telle hypothèse est difficile à vérifier en ce qui concerne l'effet des forces longitudinales. La simple déformation thermique peut très bien être à l'origine d'une cassure du ruban à l'endroit où la section commence à se réduire ou même dans la zone où la section est la plus étroite. Étant donné le manque de connaissances sur les déformations et les résistances mécaniques dans de telles conditions de température (les coefficients de dilatation thermique ne sont présents dans la littérature que jusqu'à 300°C), la première expérimentation possible serait la détection de cette déformation potentiellement par l'utilisation d'une caméra rapide.

Chapitre 2

Synthèse bibliographique des fils explosés

Dans ce chapitre, le mécanisme de la transition préarc-arc est étudié en détail. La première section explique les simplifications géométriques qui ont été apportées sur le fusible pour faire l'étude expérimentale de la transition et discute de l'impact de cette simplification sur le phénomène. Les deux autres sections donnent une description des mécanismes de la transition pré arc-arc qui sont répertoriés dans la littérature. Ces mécanismes sont toujours donnés pour des fils explosés et la recherche bibliographique concerne donc ces géométries, des comparaisons pour les rubans fusible sont faites lorsque cela est possible.

2.1 Simplifications géométriques

Le but de l'étude est de comprendre la transition préarc-arc, les mécanismes physiques qui s'y manifestent et d'apprécier le moment de son commencement. L'étude de la transition est plus reliée à la phase de chauffage du fusible et au moment de l'amorçage qu'à la phase d'arc. Le chauffage et les phénomènes physiques qui lui sont associés déterminent la façon dont l'arc va s'amorcer et donc comment se déroulera la transition préarc-arc. Le rôle de la matière de remplissage dans cette phase se limite à une absorption du rayonnement thermique de la réduction de section et à la conduction de chaleur. Durant la phase de préarc, la pression au niveau des encoches demeure celle de l'atmosphère [MAP99], il n'y a pas d'éjection de matière et donc d'absorption par la silice.

En ce qui concerne les phénomènes de conduction, ils sont régis par la loi

de Fourier, la conductivité thermique du cuivre est donnée figure 1.14. A la température de fusion dans la partie solide elle est d'environ $350 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et peut descendre à une valeur minimum de $175 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ dans la phase liquide. La conductivité thermique de la silice dépend de sa granulométrie et de sa pureté, elle est estimée par Lindmayer [M.L99] entre $0,27$ et $0,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et Plesca [A.P07] donne $0,325 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Il est donc possible d'approximer la conductivité thermique du sable par $0,30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Avec ces données, une estimation de la puissance dissipée par conduction par le ruban et par la silice est réalisée. Un ruban de réduction circulaire de dimensions $L_1=0,5 \text{ mm}$, $L_2=1,66 \text{ mm}$ et d'épaisseur $e=0,105 \text{ mm}$ est considéré figure 2.1.

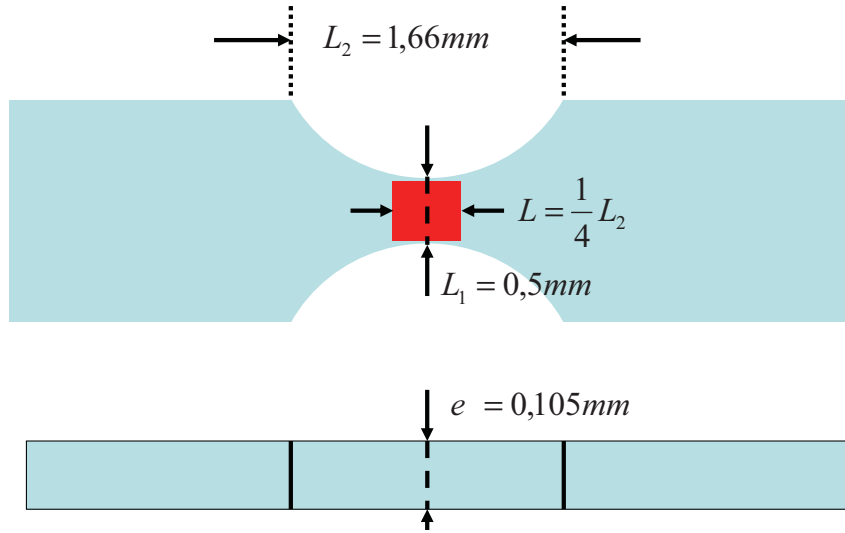


FIGURE 2.1 – Cotes d'une réduction de section circulaire d'un ruban de type industriel.

Suivant les températures données figure 1.26 sur le ruban circulaire il est cohérent de considérer une zone isotherme de température élevée d'une longueur $L=\frac{1}{4}L_2$. La température est prise égale à 1700K . La section d'échange entre la partie chaude et le sable est constituée de la face du ruban tandis que la surface de conduction à l'intérieur du métal est plus restreinte tel que :

$$\begin{aligned} S_{sable} &= LL_1 \\ S_{ruban} &= L_1e \end{aligned}$$

Une épaisseur de sable $e_{sable}=10\text{mm}$ est considérée entre le fond d'encoche chaud et la température ambiante de 25°C . En fonctionnement standard, la référence est de 70°C au niveau de l'enveloppe [U.H95] et une température d'équilibre homogène de 100°C paraît cohérente pour un calcul simplifié. En dehors de l'encoche chaude, le reste du ruban est supposé stabilisé à une température de 100°C . La conduction n'est calculée que pour un seul côté aussi bien pour le sable que pour le ruban. La longueur entre la section réduite chaude et la partie large du ruban est donc $l_{ruban}=\frac{L_2}{2}-\frac{L}{2}=\frac{3L_2}{8}$. Une application numérique donne :

$$\begin{aligned}\left\|\overrightarrow{grad} T_{sable}\right\| &= \frac{1700 - 298}{10^{-2}} K.m^{-1} \approx 1,4.10^5 K.m^{-1} \\ \left\|\overrightarrow{grad} T_{ruban}\right\| &= \frac{1700 - 373}{\frac{3 \times 1,66}{8} \times 10^{-3}} K.m^{-1} \approx 2,1.10^6 K.m^{-1}\end{aligned}$$

Le flux de chaleur dans les deux cas est déterminé par la loi de Fourier :

$$\begin{aligned}\varphi_{sable} &= \lambda_{sable} \times \left\|\overrightarrow{grad} T_{sable}\right\| = 0,30 \times 1,4.10^5 W.m^{-2} \approx 5,6.10^4 W.m^{-2} \\ \varphi_{ruban} &= \lambda_{ruban} \times \left\|\overrightarrow{grad} T_{ruban}\right\| = 175 \times 2,1.10^6 W.m^{-2} \approx 3,7.10^8 W.m^{-2}\end{aligned}$$

Les flux de chaleur sont ici maximisés pour le sable et minimisés du côté ruban. Les puissances dissipées dépendent alors des sections données précédemment :

$$\begin{aligned}S_{sable} &\approx 2,1.10^{-7} m^2 \\ S_{ruban} &\approx 5,1.10^{-8} m^2\end{aligned}$$

La puissance perdue par conduction dans chaque cas est donc :

$$\begin{aligned}P_{sable} &= \varphi_{sable} \times S_{sable} \approx 1,2.10^{-2} W \\ P_{ruban} &= \varphi_{ruban} \times S_{ruban} \approx 19 W\end{aligned}$$

Bien que ces valeurs soient calculées de manière extrêmement simplifiée, elles montrent un ordre de grandeur des puissances de perte par conduction au vu de la puissance apportée pour vaporiser le volume considéré. L'énergie à apporter est d'environ $1,16\text{J}$ en se référant au volume molaire ($7,11.10^{-6} \text{m}^3.\text{mol}^{-1}$) et à l'énergie de vaporisation du cuivre ($392\text{kJ}.\text{mol}^{-1}$). Si cette

énergie est apportée en 1ms par exemple, la puissance d'apport est 1160W, si cette énergie est apportée en 10ms, ce qui est typique comme temps de réaction, la puissance est 116W. Le rapport des deux pertes par conduction est :

$$R = \frac{P_{sable}}{P_{ruban}} \approx 0,063\% \quad (2.1)$$

Le calcul¹ a été, à chaque étape, minoré pour la conduction par le ruban et majoré pour la conduction par le sable.

D'après ces considérations, la présence du sable ne modifie pas les paramètres de chauffage du ruban fusible, son influence dans le phénomène de coupure n'est réellement significative que dans la phase d'arc. Réaliser une expérimentation avec le sable n'est de plus pas facile car il est opaque et limite les diagnostics optiques sur le ruban. Son absence peut toutefois avoir des répercussions sur l'établissement de la tension lors de l'amorçage [J.L13]. Dans cette partie, l'hypothèse faite est que le phénomène accélérant la transition préarc-arc est indépendant de la matière de remplissage.

Il a été vu précédemment que la géométrie du ruban joue un rôle dans l'application des forces de Laplace sur la réduction de section. L'objectif dans un premier temps est de comprendre ce qu'est la transition préarc-arc, à quel moment elle commence et quels phénomènes physiques particuliers sont observés lors de son déroulement.

Le ruban fusible est un objet purement industriel, peu d'études fondamentales ont été réalisées pour comprendre la transition sur ce support. Les dimensions de ruban sont assez importantes et demandent une certaine puissance pour les utiliser. Dans un premier temps la démarche a été de simplifier le problème le plus possible. Pour réaliser l'étude de la transition, certaines conditions s'éloignent des tests typiquement industriels réalisés avec des alimentations en tension alternative. Les premières expérimentations sont réalisées en appliquant des consignes de courant dans un élément fusible pour considérer le problème d'un point de vue strictement thermique sans avoir de quelconque influence des variations de courant.

Les alimentations du laboratoire et les puissances disponibles ont orienté le choix des éléments fusibles vers des sections inférieures. Les rubans indus-

1. Le calcul ne prend pas en compte la surface d'échange plus importante du sable avec la céramique ni les capacités calorifiques en jeu mais il ne prend pas en compte la résistance thermique de la céramique non plus.

triels n'existent que dans certaines dimensions. Enfin pour pouvoir se référer au peu d'études qui ont été faites sur la disruption des éléments fusibles, il a été décidé de travailler sur des fils fusibles dans un premier temps et d'étudier les rubans dans un deuxième.

2.2 Transition préarc-arc pour $\frac{dj}{dt}$ standard

Les fils explosés regroupent un large spectre d'études et d'applications différentes, ils sont notamment les premiers fusibles [AP04b]. Le terme d'explosion est défini habituellement comme la décomposition d'un corps sous forme d'un grand volume de gaz avec une libération d'énergie dans un temps très bref [JAP91]. Les régimes peuvent ensuite être définis comme déflagrant ou détonant selon la vitesse de propagation de la réaction, respectivement de l'ordre du m.s^{-1} ou du km.s^{-1} . Cette propagation est suivie d'une onde de choc et d'une détente. A priori le bruit venant de l'onde de choc permet donc de classer un grand nombre de destruction de fil dans la catégorie des explosions. A la différence des explosifs, l'énergie n'est ici pas apportée par une réaction chimique mais par effet Joule. La puissance de l'alimentation détermine donc la puissance de l'explosion et il arrive que certains fils ne soient dégradés que progressivement, donnant naissance à un arc électrique sans qu'il n'y ait eu de véritable explosion, or le terme de fil explosé est tout de même utilisé lorsqu'il en est fait mention. Les fils explosés regroupent donc les fils détruits par l'action du courant électrique avant tout.

Ils peuvent être utilisés pour faire des nanopoudres [CY05] ou générer des rayons X [Sa99]. Enfin ils trouvent aussi leur utilité pour effectuer certains allumages de carburants. Ces applications très diversifiées ont conduit à des études menées sur des gammes de courant ou de variation de courant assez variées. Les phénomènes de destruction des fils sont alors différents. Ainsi un apport rapide d'énergie n'entraîne pas une simple accélération des phénomènes constatés pour un apport d'énergie plus lent. Les tableaux 2.1 et 2.2 donnent les principales caractéristiques du cuivre qui peuvent être utiles dans les différents calculs de cette section. En ce qui concerne l'étude, les $\frac{dj}{dt}$ sont considérés comme très grands au-delà de $1000 \text{ A.mm}^{-2}.\mu\text{s}^{-1}$ et standards en dessous de cette valeur qui, cependant, ne constitue pas une limite absolue (tableau 1.1). Les transitions sont classées en fonction de ces ordres de grandeur dans les dj/dt standards ou élevés, les mécanismes de transitions sont différents dans ces deux classes.

Température de fusion (K)	Température de vaporisation (K)	Température critique (K)	Masse volumique (à $T=T_f$) ρ_v (kg.m ⁻³)
1358	2843	8350	8,13.10 ³

Tableau 2.1 – Températures caractéristiques et masse volumique du cuivre.

Enthalpie à $T=T_f$ (kJ.mol ⁻¹)	Enthalpie à $T=T_{vap}$ (kJ.mol ⁻¹)	Conductivité électrique à $T=T_f$ (S.m ⁻¹)	σ_0 Tension superficielle à $T=T_f$ (N.m ⁻¹)
29,62-42,76	91,55-392,2	4,7.10 ⁶	1,37

Tableau 2.2 – Caractéristiques électriques et énergétiques du cuivre, les enthalpies sont précisées avant et après le changement d'état [SVS03] [For85].

2.2.1 Premières constatations effectuées par Nasilowski

Le mécanisme de rupture des fils résulte de phénomènes qui ne semblent pas être de nature purement thermodynamiques. La recherche du mécanisme de l'explosion des fils est ancienne et a entraîné de nombreuses publications, dont il est possible de trouver un recueil dans le proceedings : Exploding Wires, édité par Chace et Moore [WH64]. Un article, écrit par Jan Nasilowski en 1964 fait état d'une désintégration de fil par onduloïde (traduction de "unduloid") et striation [J.N64]. Dans la plupart des cas, il est difficile de réaliser un diagnostic post-mortem sur un fil explosé du fait de sa destruction totale par l'arc électrique qui se met en place après le préarc. Le procédé utilisé par Nasilowski est d'interrompre le courant au moment où l'arc commence à apparaître, ou si possible, juste avant. Le réglage à l'époque est mal aisé, il utilise des machines tournantes comme source de courant continu. Il réussit néanmoins à obtenir une série de mesures sur des fils de 1,5m de long en laissant les génératrices tourner sur leur propre inertie et en ne court-circuitant les phases avec les fils explosés qu'au moment où leur vitesse est suffisamment réduite. Cela a pour conséquence de limiter le courant d'appel (car la tension est proportionnelle à la vitesse de rotation) ainsi que l'énergie totale administrée au fil (car l'énergie que peut fournir la génératrice ne dépend que de son moment d'inertie et de sa vitesse de rotation). Les fils de diamètre inférieur à 1mm prennent une forme ondulée présentant des nœuds comme représenté figure 2.2.

L'espacement e de ces nœuds ou étranglement suit une loi linéaire qui

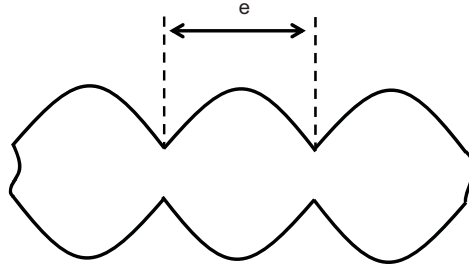


FIGURE 2.2 – Forme des fils ondulés obtenue par diminution progressive du courant avant la destruction due à l’arc.

dépend du diamètre d des fils tel que :

$$e = \frac{16}{3}d \quad (2.2)$$

Le phénomène ne semble pas dépendre de l’intensité qui traverse le fil. Lorsque le diamètre dépasse 1mm, les fils ne présentent plus ce caractère ondulé. En effet, le fil est comme coupé en morceaux d’égale part conservant une forme plutôt cylindrique. Les morceaux ne sont pas totalement détachés les uns des autres, ce qui suggère un autre mécanisme de rupture ou de destruction que la simple fusion-évaporation. La structure des morceaux est en effet analysée et révèle que si il y a une trace de fusion sur la couche très superficielle du fil, il n’en est pas de même pour les couches plus profondes qui ont gardé leur structure métallique en grain. Une grande partie du fil durant l’initiation de l’explosion reste donc à l’état solide. En ce qui concerne les onduloïdes présentés, le diamètre minimum du fil (au niveau des nœuds) a conservé son grain métallique et donc est resté solide pendant tout le passage du courant. Le diamètre maximum présente la même structure en grains pour les couches internes du fil allant de l’axe jusqu’à un rayon identique à celui des noeuds. Le reste de la couche plus superficielle semble s’être liquéfié. Il semble donc que les fils ondulés soient composés d’une sorte de noyau qui reste solide, d’un diamètre constant sur toute la longueur du fil tandis que les surépaisseurs en forme de sinusoïde soient dues à des dépôts de métal liquide.

Concernant les extrémités des fils découpés en morceaux, l’auteur ex-

plique que la liquéfaction de la périphérie du fil ne peut être due à l'effet de peau car les pentes de courant sont inférieures à 10^5 A.s^{-1} . Il est notable que pour un fil de 1 mm cela constitue une variation de densité de courant de $1,3 \cdot 10^{-1} \text{ A.mm}^{-2} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Les analyses menées sur les extrémités des segments de fils montrent que leur séparation ne résulte pas d'une liquéfaction mais bien d'un arrachement. Nasilowski met alors au point une expérimentation qui lui permet de constater les oscillations longitudinales du fil lors du passage du courant (figure 2.3). Il rend ces vibrations responsables des différentes cassures le long des fils explosés. Le capteur utilisé est un capteur piézoélectrique, d'une certaine façon il s'agit donc d'un capteur d'effort longitudinal, les résultats qu'il obtient sont visibles figure 2.4.

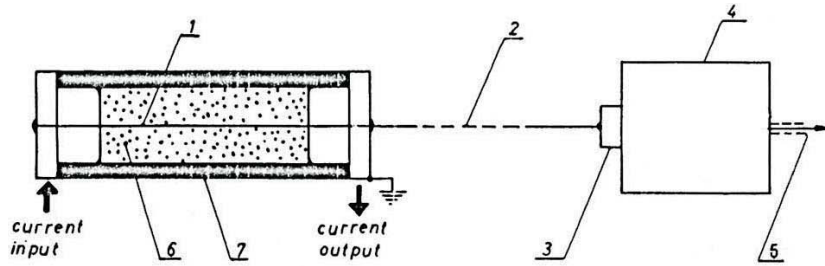
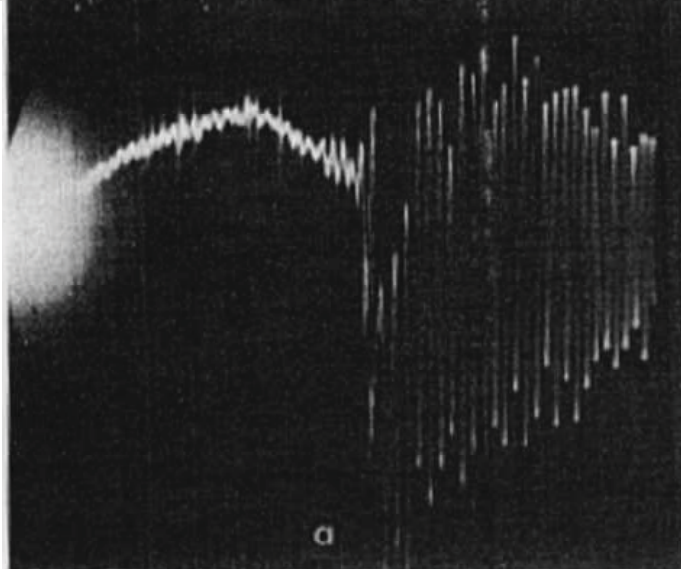


Fig. 10. Experimental arrangement for the investigation of vibrations of the wire during electrical explosion: (1) fuse element as a generator of vibrations, (2) extension of the wire as transmission line for vibrations, (3) metallic disc, (4) piezoelectric vibrations receiver, (5) concentric cable to the cathode-ray oscillograph, (6) quartz-sand filler, (7) insulating tube.

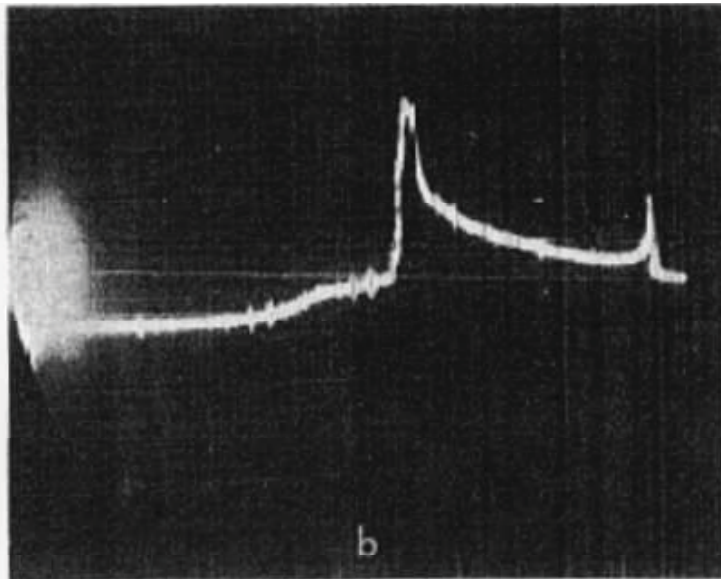
FIGURE 2.3 – Expérimentation de Nasilowski pour enregistrer les vibrations issues du fil [J.N64].

Les résultats de cette expérience montrent clairement l'existence d'au moins un mouvement longitudinal sur le fil qui explose, cependant les chronogrammes obtenus sont paradoxaux et il est difficile de déterminer, à partir de ces derniers, une tendance du fil à l'élongation, à la rétraction ou même à la vibration. Une étude complète de cette expérimentation est disponible en annexe I.

Nasilowski observe enfin deux processus de désintégration différents : l'ondulation et la striation. Cette dernière diffère de l'ondulation par la distance qui existe entre chaque rupture de fils ainsi que sur la forme du conducteur après l'explosion. Dans le cas de l'ondulation, le conducteur est transformé en une suite de petites gouttelettes alignées tandis que dans le cas de la striation, les parties de conducteur qui n'ont pas été désintégrées sont encore de forme cylindrique. La distance e entre les restes du conducteur est alors [J.N64] :



(a) Signal émis par le capteur piézoélectrique.



(b) Tension aux bornes du fil.

FIGURE 2.4 – Résultats de l'expérience de Nasilowski.

$$e = 0,555 + 2,08d \quad (2.3)$$

Les deux processus sont discriminés à partir d'une densité de courant critique qui dépend du diamètre du conducteur qu'il fournit (figure 2.5).

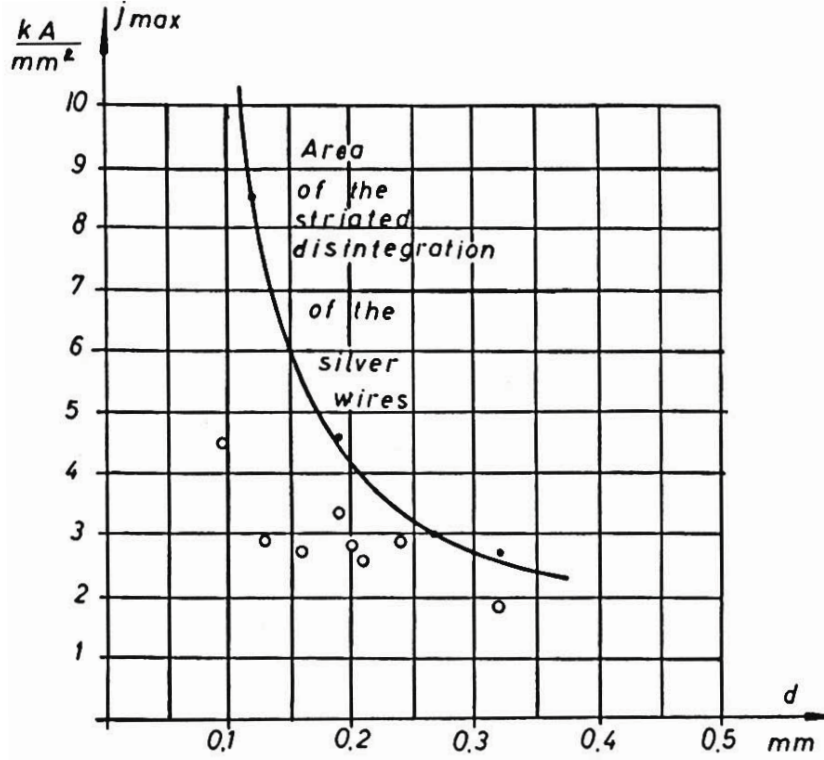


FIGURE 2.5 – Densité critique séparant le régime onduloïde et le régime de striation [J.N64].

2.2.2 Etude de Graneau

2.2.2.1 Théorie des efforts électrodynamiques longitudinaux

En ce qui concerne les forces électrodynamiques longitudinales, elles ont largement été étudiées et défendues par Peter Graneau [PN95]. Graneau rend ces forces responsables de la fracturation des fils exposés. Selon la formule d'Ampère initiale, la force élémentaire existant entre deux lignes élémentaires de courant $i_m dm$ et $i_n dn$ est donnée par l'équation 2.4 :

$$dF = -i_m i_n \frac{dm dn}{d^2} (2\cos(\epsilon) - 3\cos(\alpha)\cos(\beta)) \quad (2.4)$$

Cette formule prend en compte toutes les directions possibles entre deux lignes de courant avec d la distance séparant deux lignes de courants infinitésimales² ; α et β représentent les angles que forment respectivement les lignes dm et dn avec la droite qui les relie ; ϵ représente l'angle qui existe entre les deux lignes de courant. La force dF exprimée par la formulation d'Ampère suit les principes de la mécanique newtonienne. Ainsi les efforts sur dm sont les mêmes que sur dn et sont dirigés selon la droite qui les relie (figure 2.6).

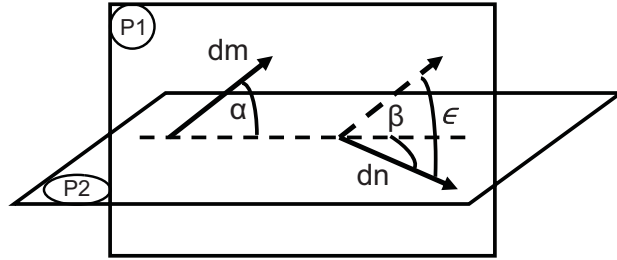


FIGURE 2.6 – Angles concernant les éléments de courant dm et dn dans l'équation 2.4. L'élément dm appartient au plan P1 et l'élément dn appartient au plan P2, l'élément dm est représenté également en pointillés à côté de l'élément dn pour illustrer l'angle ϵ .

Cette formule a été établie sur une unité d'intensité nommée "absolute-ampère" qui correspondait aux ampères du système cgs très utilisé à cette époque. D'après 2.4 le carré d'une intensité a la même dimension qu'une force et la formule permet d'obtenir une force en dyne (10^{-5}N). Les dimensions ont ensuite évolué vers le système MKS puis vers le système SI en 1960. Dans le système MKS, qui fut intégré dans le système SI, l'équation 2.4 doit être multipliée par le facteur $\frac{\mu_0}{4\pi}$ pour obtenir des newton. Cette nouvelle formulation respecte alors l'homogénéité des grandeurs et sera utilisée par la suite. Lorsque les éléments de courant sont parallèles, l'angle ϵ est nul et $\alpha = \beta$, il vient alors :

$$dF = -\frac{\mu_0}{4\pi} i_m i_n \frac{dm dn}{d^2} (2 - 3 (\cos(\alpha))^2) \quad (2.5)$$

2. Pour que le calcul fonctionne, les éléments ne doivent pas être réellement infinitésimaux mais respecter une certaine longueur qui dépend du diamètre du conducteur comme le montre la section 2.2.2.2.

Lorsque les lignes de courant sont situées l'une à côté de l'autre, $\alpha=90^\circ$, la force dF est négative et correspond bien aux efforts de compression calculés avec la formule de Laplace. En revanche lorsque les lignes de courant sont décalées, l'angle α augmente et la force dF diminue jusqu'à une valeur limite où elle change de signe et devient une force de répulsion. Ce dernier phénomène n'est pas prédit par les formules d'électrodynamique moderne qui découlent des formules de Maxwell. Ce sont ces mêmes effets de répulsion, non prédits par les forces de Laplace qui ne donnent que des forces de compression, qui seraient à l'origine de la dislocation des fils explosés alors qu'ils sont encore à l'état solide selon Graneau. Pour quantifier les efforts longitudinaux entre deux éléments dm et dn situés sur une même ligne de courant, l'angle α est nul, la force de répulsion d'ampère peut être calculée par :

$$dF = \frac{\mu_0}{4\pi} i_m i_n \frac{dm dn}{d^2} \quad (2.6)$$

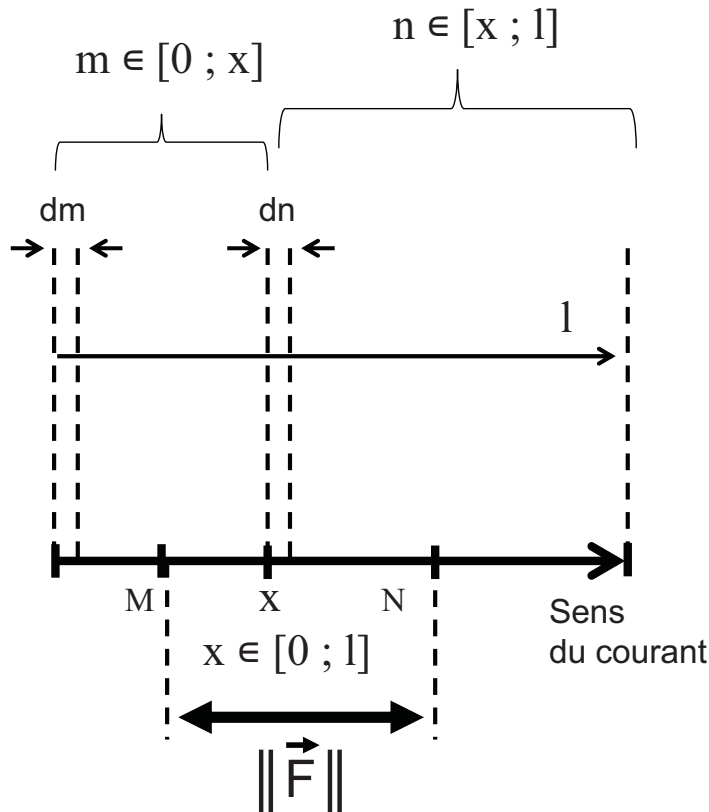


FIGURE 2.7 – Paramétrage pour le calcul des forces longitudinales d'Ampère [PN95].

Puisque les éléments dm et dn sont parcourus par un même courant, $i_m=i_n=i$. Il faut ensuite intégrer cette force en séparant le conducteur en un élément M et un élément N tel que sur la figure 2.7. L'intégration de ces forces élémentaires présente entre chaque élément dm et dn des éléments M et N permet d'obtenir la force qui existe entre ces deux longueurs. Soit m et n les coordonnées de chaque élément dm et dn . Selon le paramétrage de la figure 2.7 les coordonnées m sont comprises entre 0 et x , tandis que les coordonnées n sont comprises entre x et l , l étant la longueur du conducteur. La distance entre deux entités élémentaires de courant est alors :

$$d = m - n \quad (2.7)$$

D'où :

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \int_0^x \int_x^l \frac{dn}{(m-n)^2} dm \quad (2.8)$$

L'intégration sur n donne :

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \left(\int_0^x \frac{dm}{m-l} - \int_0^x \frac{dm}{m-x} \right) \quad (2.9)$$

et l'intégration sur m aboutit à la solution :

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \left(\ln \left(\frac{l-x}{l} \right) - \ln(0) \right) \quad (2.10)$$

Les quantités présentes dans cette dernière expression sont infinies, cela montre qu'une intégration analytique des forces d'Ampère ne converge pas vers une valeur précise mais diverge vers l'infini. Cette divergence vient du fait que lorsque les éléments de courant n'ont pas de longueur minimum, la distance qui les sépare n'a pas non plus de minimum. Dès lors, la répulsion entre les deux est d'autant plus importante que les éléments de courant considérés sont petits. Néanmoins l'augmentation de la force de répulsion augmente de moins en moins vite [PN95]. Graneau illustre ce fait par une étude numérique de l'intégrale de dF . Il faut en fait comprendre dans la théorie d'Ampère que la force illustrée par l'équation 2.5 ne s'applique pas entre des éléments de courant infiniment petits mais entre des morceaux de conducteur qui ont une dimension finie et minimum.

2.2.2.2 Application de la formule d'Ampère

La dimension minimum pour dm ou dn est considérée par Graneau comme pouvant être la taille d'une maille cristalline du métal ou du moins pas en des-

sous de la taille d'un atome. Pour réaliser l'intégration de manière numérique, le conducteur de longueur l est décomposé en z morceaux. Les longueurs dm et dn sont égales et représentent un morceau unitaire de conducteur, tous les déplacements le long du conducteur peuvent être exprimés par un multiple de la longueur dm ou dn . Les coordonnées m et n deviennent discrètes (les valeurs ne peuvent être continues puisque le déplacement minimum devient l/z), elles correspondent désormais à un déplacement d'un certain nombre de longueur dm ou dn . La coordonnée m est intégrée de 1 à x et la coordonnée n est intégrée de $(x+1)$ à z . Dès lors, étant donné que le déplacement le long de la ligne de courant s'effectue par déplacement discret d'une longueur dm ou dn , la coordonnée x représente donc le nombre de morceaux dont est constitué l'élément M. L'équation 2.11 est alors posée, toujours en respectant le paramétrage de la figure 2.7 :

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \sum_{m=1}^x \sum_{n=x+1}^z \frac{1}{(m-n)^2} \quad (2.11)$$

Plus z est important et plus le résultat est grand, cependant, la croissance de la force calculée ne fait que diminuer. Le calcul de la contrainte adimensionnée T définie par :

$$T = \frac{F}{\frac{\mu_0}{4\pi} i^2} \quad (2.12)$$

est montré figure 2.8 pour différentes valeurs de z . La courbe suit une loi du type [PN95] :

$$T = 0,19 + \ln(z) \quad (2.13)$$

Le second paramètre d'importance dans le calcul numérique est la variable x . Pour un z donné le calcul est effectué pour différentes valeurs de x , le résultat est donné figure 2.9. Il est visible que le maximum de contrainte est atteint lorsque les éléments M et N représentent chacun la moitié du conducteur. Les expérimentations menées par Graneau montrent que plus le courant est important et plus le fil se rompt en morceaux de petite taille. Lorsque les morceaux se subdivisent à nouveau avec l'augmentation du courant, il remarque que la longueur des bouts de fil est divisée par deux. Cette observation est donc en faveur des forces longitudinales d'Ampère.

En utilisant l'hypothèse d'une seule ligne de courant, et en réalisant un calcul numérique avec un z suffisamment grand, les forces longitudinales en fonction du courant peuvent être évaluées au milieu du fil, le résultat est donné figure 2.10. Les contraintes deviennent vite importantes, cependant Graneau montre que ce résultat n'est pas exploitable aussi simplement

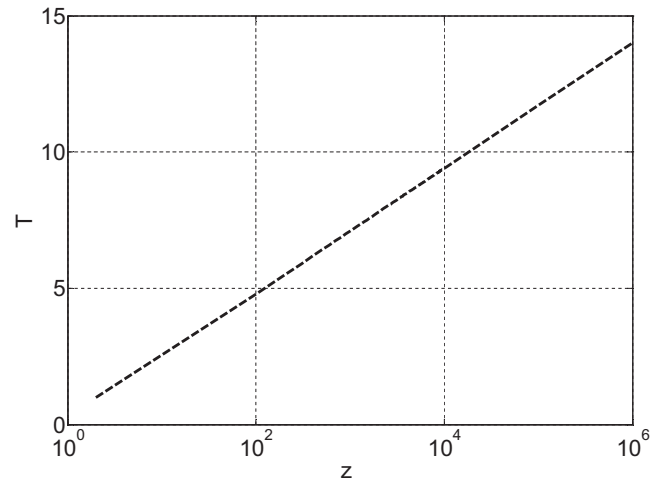


FIGURE 2.8 – Calcul du coefficient de contrainte T pour différentes valeurs de z pour un conducteur d’une longueur quelconque et tel que $x=z/2$.

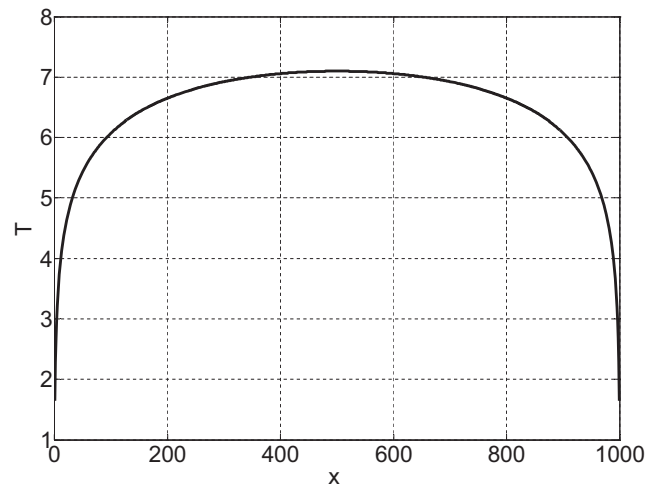


FIGURE 2.9 – Calcul du coefficient de contrainte T pour différentes valeurs de x pour un conducteur d’une longueur quelconque, subdivisé en z morceaux tel que $z=1000$.

lorsque la section du conducteur augmente. En effet l'augmentation du diamètre du conducteur fait qu'il n'y a pas qu'une ligne de courant mais plusieurs. Elles se répartissent sur tout le diamètre et comme leurs intensités respectives sont plus faibles, les répulsions au sein des mêmes lignes de courant sont plus faibles. Du reste, l'influence répulsive des lignes de courant entre elles ne compense pas tout à fait cette diminution puisque la distance d à considérer entre les éléments de courant dm et dn de deux lignes de courant différentes est obligatoirement plus importante et l'est a fortiori d'autant plus que la section du conducteur augmente. De plus, l'angle α est différent de 0 dans ces calculs et participe d'autant plus à cette baisse des contraintes. Ce phénomène est appelé dilution des forces longitudinales [PN95]. Graneau remarque par l'expérience qu'une juste mesure des forces est évaluée lorsque la longueur élémentaire de courant considérée pour le calcul est identique au diamètre du conducteur. Il semble qu'ainsi les effets de la dilution des efforts longitudinaux soient pris en compte [PN95]. Les règles de calcul données par Graneau sont précisées en annexe J.

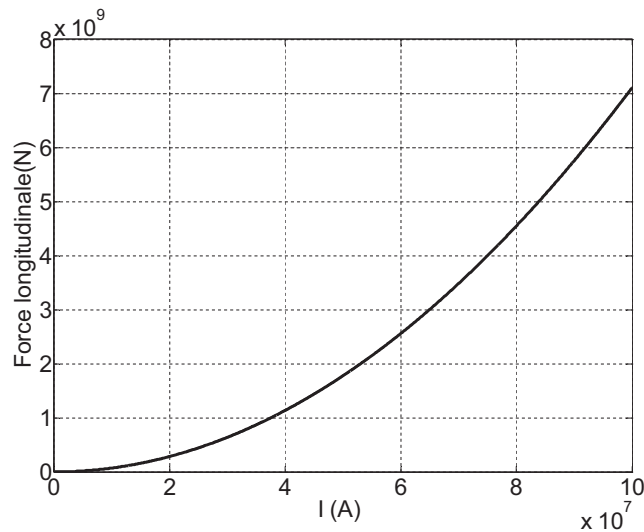


FIGURE 2.10 – Calcul des forces longitudinales d'Ampère au milieu du conducteur pour une seule ligne de courant et pour $z=1000$ en fonction de l'intensité.

Pour un conducteur de longueur l , les longueurs élémentaires dm et dn doivent donc être prises égales au diamètre du conducteur, le nombre de morceaux z à considérer pour le calcul en est donc directement déduit. L'im-

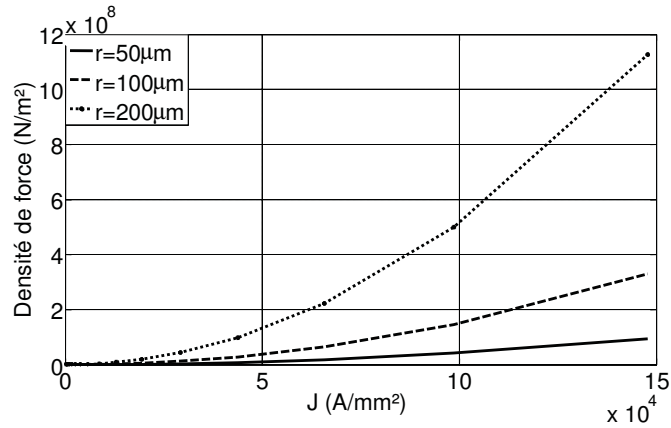


FIGURE 2.11 – Forces longitudinales d’Ampère en fonction de la densité de courant, pour trois rayons de fil différents et pour une longueur de 10mm.

portance de la densité de courant se voit donc à nouveau puisque les forces, à intensité égale, dépendent du diamètre du conducteur. Une évaluation de la densité de force longitudinale en fonction de la densité de courant est donnée figure 2.11 pour un conducteur cylindrique. Plus le conducteur est de gros diamètre et plus les efforts à densité de courant égale sont importants. Une des difficultés des hypothèses de calcul est donc d’évaluer correctement la longueur du conducteur qui explose. En effet, si les amenées de courant fixées sur le fil ou sur le ruban se trouvent dans son prolongement, faut-il considérer la longueur des amenées de courant ? En théorie, si les forces longitudinales d’Ampère existent, la géométrie décrite par les câbles qui amènent le courant est effectivement importante car si ces amenées de courant ne sont pas symétriques de part et d’autre du conducteur fusible, la force maximale d’arrachement ne se trouve plus au milieu du fil explosé mais est déportée sur le côté.

2.2.2.3 Application des forces électrodynamiques longitudinales sur un conducteur de section rectangulaire

Pour un conducteur de section rectangulaire, les effets de la dilution des forces longitudinales sont plus importants que pour un conducteur cylindrique, et d’autant plus pour un ruban fusible pour lequel l’épaisseur est presque négligeable comparée à sa largeur. Les lignes de courant extérieures

interagissent alors beaucoup moins entre elles. Un calcul de force pour un conducteur à section rectangulaire est réalisé et montré sur la figure 2.13. Pour respecter les hypothèses données par Graneau, la longueur dm est prise identique à l'épaisseur du ruban (qui est la dimension la plus petite) et le nombre de ligne nl de courants parallèles est évalué par :

$$nl = \frac{L}{e} \quad (2.14)$$

avec L la largeur du ruban et e son épaisseur (figure 2.12). Le nombre de divisions z de chaque ligne de courant est donc évalué par :

$$z = \frac{l}{e} \quad (2.15)$$

La longueur l considérée est 5mm, même si l'estimation de cette longueur reste difficile puisqu'elle dépend de la géométrie des amenées de courant. La largeur considérée est 0,5mm et l'épaisseur 0,105mm. Ces dimensions sont identiques ou proches de celle des rubans qui ont été testés au LAEPT. Lorsqu'il y a plusieurs lignes de courant, chaque ligne fait l'objet de forces d'élongation qui sont dues à elles-mêmes mais aussi aux autres. Il est possible de calculer séparément ces effets en prenant pour notation :

$$F_{l_k} = F_{l_k-l_1} + F_{l_k-l_2} + \dots + F_{l_k-l_{nl}} \quad (2.16)$$

où F_{l_k} est l'effort d'élongation total subi par la ligne de courant k et $F_{l_k-l_1}$ est l'effort d'élongation exercé par la ligne de courant 1 sur la $k^{ième}$ (l'indice l signifiant "ligne"). Ces éléments ($F_{l_k-l_y}$), avec $y \in [1 \ nl]$, forment une matrice carré de dimension $nl \times nl$. Pour évaluer chacun d'eux, la formule 2.5 est utilisée. Cependant seuls les efforts longitudinaux sont intéressants ici. Or les forces newtoniennes qui s'exercent entre chaque élément de courant dm et dn sont dirigées selon la droite qui les relie. Durant l'intégration numérique, les forces élémentaires dF sont donc projetées sur l'axe directionnel d'écoulement du courant. Les forces longitudinales entre chaque ligne y et k sont donc évaluées par :

$$F_{l_k-l_y} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{i}{n_l} \right)^2 \sum_{m=1}^x \sum_{n=x+1}^z \cos(\alpha) \frac{2 - 3\cos^2(\alpha)}{d^2} \quad (2.17)$$

avec

$$d^2 = (l_k - l_y)^2 + (m - n)^2 \quad (2.18)$$

et

$$\cos(\alpha) = \left(\frac{(m-n)^2}{d^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Par la suite il est plus commode de raisonner avec la variable T donnée par l'expression 2.12.

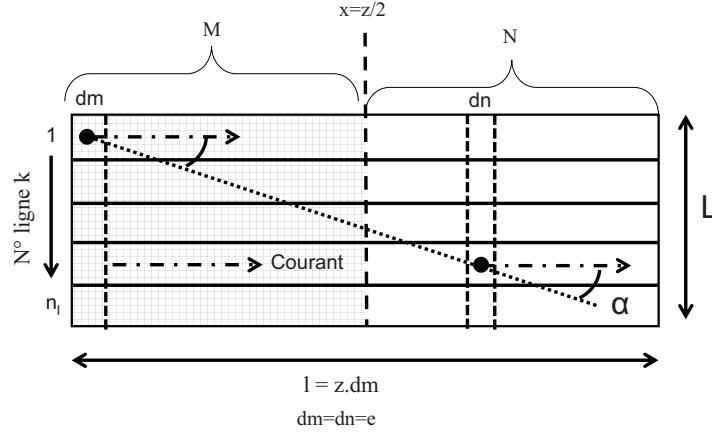


FIGURE 2.12 – Paramétrage pour le calcul des efforts longitudinaux sur un ruban, les points noir représentent les centres des éléments de courant infinitésimaux

La figure 2.13 montre donc les efforts longitudinaux totaux exercés sur chaque ligne de courant, c'est-à-dire les éléments T_{l_k} , et montre que ces efforts ne sont pas homogènes sur toute la largeur mais bien maximum au centre.

L'effort d'arrachement total peut ensuite être évalué en faisant la somme de tous les termes T_{l_k} . Pour le calcul effectué dans la figure 2.13, la valeur totale obtenue est $T = 1,92$. Pour un conducteur cylindrique de même section et de même longueur, la contrainte T calculée est alors 3,13. A section identique et longueur identique, le ruban subirait donc 1,6 fois moins d'efforts longitudinaux que le conducteur cylindrique.

Dans les expérimentations menées sur des fils, les bouts de fils se séparent en leur milieu à chaque nouvelle division. Cela est logique si il est considéré que pour une ligne de courant de longueur l , le stress maximum est obtenu à $x = z/2$. Cependant, lorsque le conducteur commence à se diviser en morceaux, les morceaux sont reliés entre eux par des arcs électriques et le courant continue de s'écouler à travers chaque bout de fil qui forme toujours une ligne

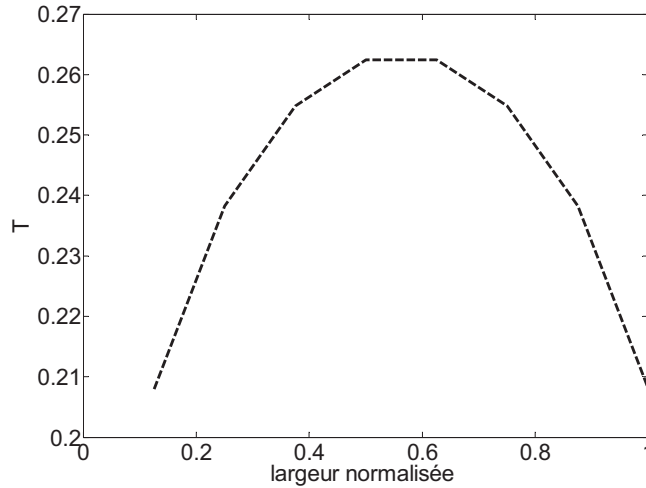


FIGURE 2.13 – Contraintes exercées sur chaque ligne de courant pour $x=z/2$.

de courant un peu allongée par la longueur des arcs formés entre les bouts.

Puisque les morceaux de fils alignés forment toujours une même ligne de courant, pourquoi la séparation s'effectue-t-elle au milieu de chaque bout de fil? En effet, après la première séparation du fil en deux morceaux, il n'est plus possible de briser le fil au milieu et donc, la nouvelle séparation pour un plus grand courant devrait s'effectuer à l'endroit du deuxième maximum de tension mécanique qui se situe aux extrémités les plus proches du milieu de la ligne de courant. Pour répondre à cette question il faut reconsidérer que dans la théorie d'Ampère, les forces ne s'exercent pas entre les lignes de courant mais entre les éléments de matière qui les transportent. Le transport du courant par l'arc électrique s'effectue dans un gaz ionisé qui présente une inertie négligeable par rapport à celle du morceau de fil. Les arcs électriques dans la théorie d'Ampère n'ont donc pas d'influence sur les bouts de fils.

Chacune des deux parties du fil sectionné en revanche a une inertie semblable, elles s'influencent donc. Leur inertie est faible et sous l'effort de répulsion qui existe entre les deux éléments les bouts de fils accélèrent chacun de part et d'autre de l'arc électrique. Les deux morceaux formés ne sont donc plus capables de se briser l'un et l'autre. Si une deuxième division doit se produire, il est nécessaire que chaque morceau de fil soit tenu pour que l'effort mécanique ne soit pas transformé en accélération. Cette condition ne peut être remplie qu'au sein de chaque morceau de fil. Le stress mécanique

est donc à nouveau maximum au milieu de chaque bout de fil, d'où une subdivision en deux de chacun des deux morceaux de fil et ainsi de suite pour les divisions ultérieures.

Lorsque deux conducteurs sont séparés par un arc électrique et qu'ils sont libres de se déplacer, le stress mécanique dû aux forces d'Ampère en chacun d'eux doit donc être analysé indépendamment de l'autre conducteur³. Graneau et Nasilowski ont ainsi pu observer de nouvelles divisions séparant les conducteurs en deux, puis quatre puis huit.. morceaux lorsque le courant augmentait jusqu'à une certaine limite [PN95]. Cette limite ne correspond pas à la taille d'une maille du réseau cristallin du métal, mais dépend directement de l'angle α de la formule d'Ampère (équation 2.5). En effet, il a été vu que tout conducteur n'est pas constitué d'une seule ligne de courant mais de plusieurs qui interagissent entre elles. Lorsque deux éléments dm et dn d'une même ligne sont très proches, il existe toujours une répulsion entre les deux. Cependant les autres éléments dm des autres lignes de courant ont une interaction avec cet élément dn qui se change en attraction pour la condition suivante :

$$2 - 3 (\cos(\alpha))^2 > 0 \quad (2.20)$$

c'est-à-dire pour $\alpha > 35,3^\circ$. Les attractions exercées par les autres lignes de courant finissent donc par compenser la force de répulsion longitudinale lorsque la longueur du morceau de fil est suffisamment petite. Expérimentalement, Nasilowski a trouvé que cette valeur est atteinte lorsque le bout de fil est de la même longueur que son diamètre et un calcul réalisé par Graneau sur un élément de section carré montre une valeur théorique égale à 1,4 fois la largeur de la section.

La limite de la subdivision des fils est donc un phénomène, une fois de plus, parfaitement explicable avec les forces d'Ampère qui selon Graneau n'ont pas été prises en défaut en plus de 170 ans. Elles ont pourtant été délaissées en faveur des formes de forces électrodynamiques plus modernes qui utilisent les équations de Maxwell et qui font consensus aujourd'hui. Ces deux forces qui prédisent souvent dans des circuits fermés les mêmes résultats sont incompatibles dans le sens où elles n'apportent pas la même explication aux phénomènes physiques observés. L'historique de la force d'Ampère est no-

3. Cela reste bien sûr vrai tant que les accélérations $\|\vec{a}\|$ produites sur chacun des éléments de masse m , qui dépendent de leur inertie reste dans une certaine limite. Au-delà d'une certaine valeur, la force $m\|\vec{a}\|$ appliquée sur le conducteur peut aussi engendrer un stress mécanique mais qui serait plus de compression cette fois-ci.

tamment illustré dans [CB]. Il existe différents papiers tentant de démontrer leur inexistence ou parfois leur similarité avec les forces de Laplace, pour la plupart réfutées par Graneau. Le sujet a donné lieu à de fortes confrontations dans le sens où préférer les forces électrodynamiques newtoniennes était vu comme remettre en cause les bases de la relativité. Rambaut et Vigier [MJ89] justifient cependant l'existence des deux types de forces, celle d'Ampère pour les lignes de courant dans les conducteurs et tout ce qui est matériel, celle de Laplace pour les lignes de courant dans le vide. Ainsi, les différences expérimentales en faveur des forces d'Ampère seraient dues au déplacement des particules dans un élément matériel. Les deux théories ne seraient donc pas tout à fait opposées et la reconnaissance des forces d'Ampère ne donne lieu à aucune remise en cause de la relativité [MJ89].

2.2.3 Explications de la disruption des fils à l'encontre des forces d'Ampère

Pour expliquer la disruption des fils, les autres théories concernent à la fois la force de compression subie par le fil, l'effet Joule et l'effet inductif. Les autres théories laissent en effet les forces d'Ampère de côté et ne reconnaissent que les effets des forces de Laplace, perpendiculaires à l'axe du fil. L'explication donnée par Graneau sur l'explosion des fils de Nasilowski a en effet déclenché la publication d'une série de papiers, tous discutés par Graneau. L'explication de Aspden⁴ remet en cause celle de Graneau et propose d'expliquer la rupture mécanique par une sorte de déséquilibre induit au sein des matériaux soumis à de fortes variations de courant par l'inductance de ces derniers.

La théorie est donc la suivante [H.A85] : le courant continu traversant un conducteur résulte du déplacement des électrons libres qui font partie de la couche de conduction de ce dernier. Les électrons prennent donc une certaine vitesse et percutent régulièrement le réseau cristallin du métal, la résistivité provient de ces collisions. Le métal est électriquement neutre et pour chaque électron qui quitte son emplacement un trou positif est formé. Il y a en permanence des recombinaisons électron-trou dans le conducteur qui n'est globalement jamais en déficit d'électrons. Cependant lorsque les électrons percutent le réseau cristallin, une certaine force s'exerce sur le conducteur du fait de ces collisions. Le champ électrique qui existe le long du conducteur

4. Il semble pourtant qu'il soit également un défenseur des forces d'Ampère d'après [MJ89].

crée une force opposée en exerçant une interaction sur les charges positives du réseau (les trous) qui compense la force induite par les collisions d'électrons. Ainsi, mis à part les forces d'Ampère qui ne sont pas considérées dans cette étude, aucun stress longitudinal n'est à prendre en compte. En revanche lorsque le conducteur de section S est soumis à une variation de courant, comme une pente qui résulterait par exemple de l'application d'un échelon de tension, le champ électrique E obtenu dépend toujours de la résistivité mais également de l'inductance L du conducteur de longueur l :

$$E = \frac{\rho}{S}i(t) + \frac{L}{l} \frac{di(t)}{dt} \quad (2.21)$$

avec ρ la résistivité électrique du conducteur et le terme $\frac{L}{l}$ l'inductance linéique du conducteur (dépendant fortement de sa géométrie). La deuxième composante du champ E , qui produit une force supplémentaire sur les trous du réseau cristallin, n'est pas compensée par les collisions des électrons, elle est uniquement représentée par la résistivité du métal. Le ralentissement supplémentaire des électrons qui donne lieu à un plus fort champ électrique résulte du travail supplémentaire qu'ils doivent apporter au stockage d'énergie sous forme magnétique. Dès lors, la force supplémentaire F exercée sur le réseau cristallin est :

$$F = qE \quad (2.22)$$

et

$$q = n_e e S x \quad (2.23)$$

avec e la charge électrique élémentaire d'un électron ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$), n_e la densité volumique de charges libres dans le métal et x la longueur de métal considérée. Soit dF la force exercée sur un élément de longueur dx du conducteur, la densité volumique de charges libres n_e dans le cuivre étant $8,5 \cdot 10^{23} \cdot \text{cm}^{-3}$ [W.E58], la densité de trou sera identique (du fait de la neutralité électrique). Seule la deuxième composante du champ électrique due à l'inductance intervient dans le déséquilibre, d'où :

$$dF = n_e e S \frac{L}{l} \frac{di(t)}{dt} dx$$

Soit f la force linéique, son expression est :

$$f = \frac{dF}{dx} = n_e e S \frac{L}{l} \frac{di(t)}{dt} \quad (2.24)$$

Une des difficultés est le calcul de l'inductance d'un fil, elle peut être calculée à partir de l'expression [F.W] :

$$L = 2l \left[\ln \left(\left(\frac{2l}{d} \right) \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2l} \right)^2} \right) \right) - \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2l} \right)^2} + \frac{\mu}{4} + \left(\frac{d}{2l} \right) \right] \quad (2.25)$$

avec l la longueur du fil et μ la perméabilité du matériau. Pour un conducteur de 1,5m de long et de diamètre 1mm l'inductance obtenue est 2,38 μH , soit une inductance linéique d'environ 1,6 $\mu\text{H.m}^{-1}$. Les essais de Graneau dont discute Aspden dans [H.A85] font état d'une intensité d'amplitude 5000A avec une fréquence de 2000Hz délivrée dans un fil de diamètre 1mm et de longueur 1,5m. Le champ électrique maximum qui n'est dû qu'à l'inductance est donc :

$$E_{max} = I\omega \frac{L}{l} \quad (2.26)$$

L'application numérique donne $E_{max}=6,3.10^7\text{V.m}^{-1}$. Le stress linéique découlant de l'inductance du fil est donc $f=4,2.10^6\text{N.m}^{-1}$ soit une force linéique de 4,2.10⁴N.cm⁻¹. L'application numérique montre donc une force très importante. Concernant des fils de mêmes dimensions en aluminium, Aspden aboutit à une contrainte mécanique de 10⁵N.cm⁻².cm⁻¹ soit une tension mécanique de 3,3.10³N.cm⁻¹. La différence provenant notamment de l'inductance qui n'est pas estimée de la même façon (Aspden donne une inductance de 5.10⁻¹⁰H.cm⁻¹). Une estimation des forces d'Ampère au milieu du fil dans un cas similaire donne une force de 17N.

Si cette force est probablement suffisante pour casser un fil de 1mm échauffé par effet Joule, elle est très inférieure aux forces considérées par Aspden. Les résultats d'Aspden dépendent fortement de la fréquence de l'intensité tandis que les forces d'Ampère sont opérantes à courant continu. Si la théorie d'Aspden donne une explication intéressante de la fracturation du fil en morceaux, elle n'explique pas pourquoi cette subdivision est réalisée à chaque fois à la moitié des morceaux de fils. Le doute est d'autant plus fort que la théorie d'Aspden, pour un courant de 1A sous 1GHz et dans les mêmes conditions que précédemment, mène à une force de 3,3.10⁵N.cm⁻¹. Or le transport des hautes fréquences ne pose pas de problème de résistance mécanique des fils. De même, sous une fréquence de 50Hz, un conducteur soumis à une densité de courant de 500A.mm⁻² soit un courant de 1500A pour un fil de 1mm subirait une force d'environ 25N.cm⁻¹. Pour une distance de 1mm cela représente une force de 2,5N et donc une tension mécanique d'environ 80N.mm⁻². Pour l'aluminium, Aspden donne une résistance de 60N.mm⁻². En ce qui concerne le cuivre, la résistance mécanique est 70N.mm⁻² [Bar88].

Or, 500A.mm^{-2} est une densité nominale pour un fusible. D'après cette théorie, un courant standard soumettrait donc le fusible à une tension mécanique supérieure à sa résistance mécanique. Or les fusibles supportent également des courants d'appels importants, par exemple lors de la mise en route de machine tournante, qui dépassent le courant nominal pendant quelques ms, leur allongement ne se produit pas pour autant.

2.2.4 Théorie de la dislocation par expansion thermique inertielle

Une autre théorie proposée par Ternan [J.G86] explore l'expansion rapide du fil sous l'effet de la chaleur et qui, soumis à sa propre inertie serait l'objet d'élongation élastique s'amplifiant et amenant le fil à se fracturer. Cette théorie (et surtout la critique des deux autres précédentes) a été l'objet d'une réponse par papiers interposés entre Graneau, Aspden et Ternan [P.G87] [H.A87]. L'argument majeur de Graneau étant qu'un fil dont les extrémités sont clampées n'a aucune chance d'atteindre la vitesse d'élongation préconisée par Ternan.

Dans la littérature il existe aussi certaines modélisations qui estiment que les forces de compression de Laplace associées à l'élongation du conducteur sous l'effet de la chaleur peuvent être suffisantes pour provoquer des forces longitudinales le long du conducteur et ce, même dans le cas de fils clampés aux extrémités [AS]. A la connaissance de l'auteur il n'y a pas eu de discussions supplémentaires à la suite de ce papier. Cependant Graneau explique bien que les conversions des efforts de compression perpendiculaires au fil sont beaucoup trop faibles pour engendrer la destruction du fil. L'augmentation de l'amplitude des élongations élastiques due aux courants alternatifs est une explication qui pourrait être applicable aux fils explosés de Graneau, puisqu'il utilisait un banc capacitif, mais pas à ceux de Nasilowski qui utilisait une source de courant continu. Or les phénomènes observés étaient identiques [PN95].

Le sujet a été principalement étudié par ces quelques auteurs pour ces densités de courants, et il semble qu'après toutes ces années, le problème ne soit toujours résolu, faute d'expérimentations supplémentaires. La suite des études de fils explosés s'est portée sur des fils beaucoup plus fins, plus courts et surtout soumis à des densités de courant autrement plus importantes. Les phénomènes décrits se rapprochent alors beaucoup plus de réelles explosions.

2.3 Transition préarc-arc des grands $\frac{dj}{dt}$

2.3.1 Expérimentations menées sur les fils explosés

2.3.1.1 Description des phénomènes pour les grands $\frac{dj}{dt}$

Les fils explosés utilisés pour générer des rayons X subissent des densités de courant de l'ordre de 10^6 A.mm^{-2} pour des variations de densité de courant de l'ordre de $10^5 \text{ A.mm}^{-2}.\mu\text{s}^{-1}$ [Sa99].

Une expérimentation a été menée par Pikuz [Sa99] sur des fils explosés de différents matériaux avec des diamètres variants entre $7,5\mu\text{m}$ et $25\mu\text{m}$ pour des longueurs assez courtes de l'ordre de 6mm. L'expérimentation (figure 2.14) a été menée pour une pression d'environ 10 Pa. Les fils sont explosés par des pulsations de courants sinusoïdaux d'amplitude comprise entre 2 et 5kA. Ils sont soumis à un rayonnement X durant leur désintégration, ce qui permet de réaliser un diagnostic sur leur structure en fonction de la perméabilité de la matière au rayonnement.

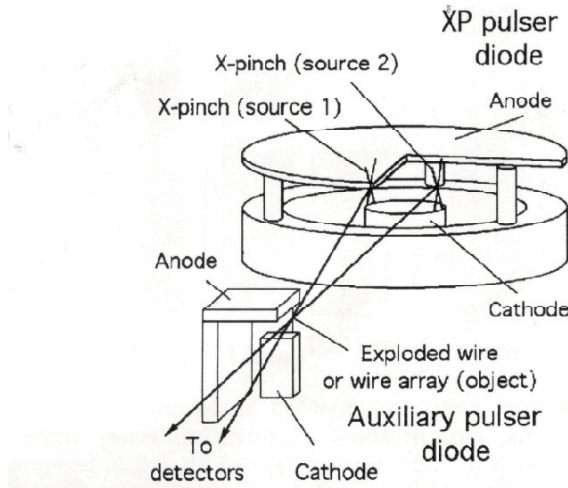


FIG. 1. Schematic view of the experimental setup showing the x-ray backlighter source positions relative to the exploding wire array being radiographed.

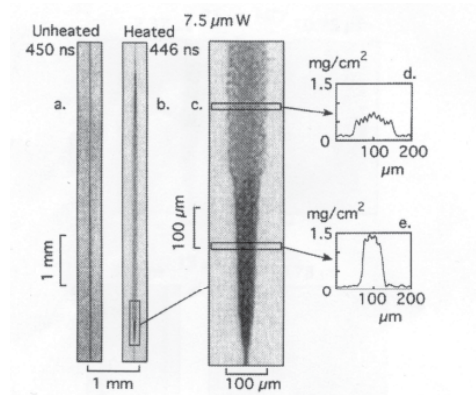
FIGURE 2.14 – Schéma de l'expérimentation menée par Pikuz [Sa99].

Le constat fait par Pikuz est que les phénomènes de disruption ne sont

pas les mêmes en fonction des matériaux. Les différents matériaux utilisés durant ses expérimentations peuvent être classés selon deux catégories.

- a) Les matériaux réfractaires présentant une forte résistivité ou une forte variation de résistivité avec l'augmentation de température ainsi qu'une température de fusion élevée comme le tungstène.
- b) Les matériaux bon conducteurs électriques comme l'or, le cuivre ou l'aluminium avec une faible température de fusion.

Dans les métaux réfractaires comme le tungstène, il constate un grossissement de la section du fil d'un facteur 10 environ pour des fils préalablement chauffés à 2000K. Ce grossissement est constaté au milieu du fil, tandis que sur les bords la section augmente peu. La densité inhomogène de la colonne montre qu'elle est constituée de liquide et de "bulles" de gaz. Les fils non préalablement chauffés ont une expansion de diamètre un peu moins importante comme le montre la figure 2.15.



2. Examples of radiographs from two separate tests of wires with initial diameter $7.5 \mu\text{m}$ and length 1.04 cm at the stated times from the discharge onset (a) without preheating, (b) with preheating. An enlarged segment of the preheated (c), which appears like a liquid-vapor foam, and two graphs of the areal density in the indicated regions, (d) and (e) are also shown. The estimated absolute error in (d) and (e) is 25%.

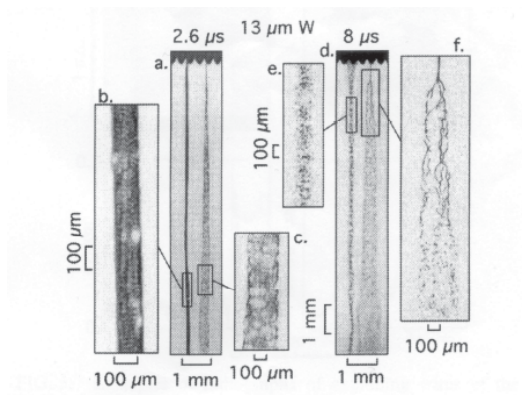


FIG. 3. Examples of radiographs during later stages of the current pulse for two-wire loads in two pulses, one radiographed at $2.6 \mu\text{s}$ (a)–(c) and the other at $8 \mu\text{s}$ (d)–(f). Enlarged segments of the left and right wire radiographs are shown in (b) and (c) for the $2.6 \mu\text{s}$ test and (e) and (f) for the $8 \mu\text{s}$ test. The $2.6 \mu\text{s}$ images show a foamlike structure with bursting vapor bubbles, while the $8 \mu\text{s}$ images show threadlike structures and separate droplets.

FIGURE 2.15 – Desintégration de fils de tungsten [Sa99].

Pikuz explique que l'intérieur du fil se liquéfie en premier lieu, le bord de la colonne et sa délimitation précise étant dus aux tensions superficielles du

liquide. Le chauffage de la colonne liquide engendre les bulles de gaz qui font alors monter la pression interne de la colonne et forment une structure "en mousse" (figure 2.15). Les bulles de gaz percent l'enveloppe de la colonne, la pression accumulée entraîne une explosion du fil en projetant des gouttelettes de métal liquide dans l'espace environnant.

Le grossissement plus restreint qu'il observe au niveau des électrodes maintenant le fil (figure 2.15) n'est pas justifié selon lui par des pertes de conduction thermique car le diamètre des fils est très fin et que la décharge est très rapide. Pikuz avance qu'un plasma est généré tout autour du fil et dérive une partie du courant. Le plasma enrobe toute la longueur du fil à la différence qu'il est généré plus tôt près des électrodes. La dérive du courant engendre alors un chauffage moins important dans cette partie du fil et donc un gonflement moins important.

Pour Pikuz, la tension aux bornes du fil diminue du fait de la formation d'une couche de plasma très conductrice autour du fil qui impose une différence de potentiel en détournant le courant du fil. La différence entre les fils préchauffés et les autres (figure 2.15) vient du fait que le préchauffage tend à libérer les gaz facilement désorbables du matériau. Les fils préchauffés libèrent donc lors de leur chauffage moins de gaz que les autres et produisent donc moins de vapeurs qui forment le plasma de contournement. La matière liquide est donc chauffée plus intensément, la colonne s'élargit plus.

Dans les matériaux très conducteurs et non-réfractaires (figure 2.16), une structure de métal liquide et de bulles de gaz est observée près des électrodes mais toujours avec une expansion de section modérée. La différence fondamentale est que sur le reste de la longueur, la structure constituée de bulles de gaz et de métal liquide perdure beaucoup moins longtemps. En effet, au lieu d'éclater comme les matériaux réfractaires, la phase suivante est une complète vaporisation des fils.

Les matériaux plus conducteurs présentent une colonne liquide plus homogène durant la transition préarc-arc, l'ensemble de la matière tend à être dans la même phase. En revanche, en dehors de la colonne, pour les deux types de fils, la transition se caractérise par l'établissement d'un plasma qui détourne le courant du conducteur principal. Dans le cas des matériaux conducteurs, la colonne finit par fusionner avec cette enveloppe de plasma.

Il est important de noter que la formation de cette colonne de plasma qui dérive le courant est constatée dans cette expérimentation pour une pression

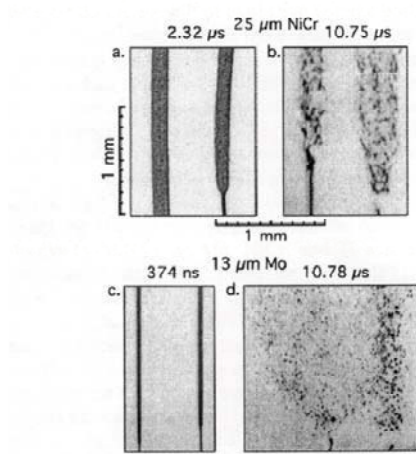


FIG. 4. Examples of radiographs of exploding wires of low conductivity refractory materials (two-wire loads): (a) NiCr wires at 2.32 μ s, (b) NiCr wires at 10.75 μ s, (c) Mo wires at 374 ns, and (d) Mo wires at 10.78 μ s. The temporal development is similar to that seen with W wires.

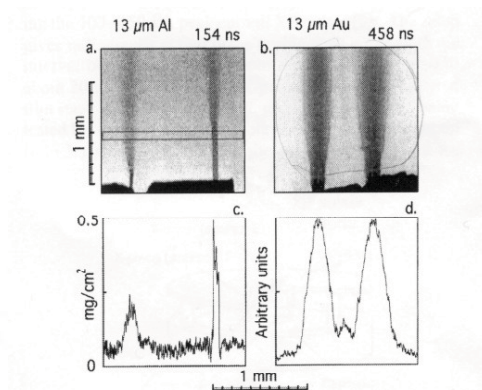


FIG. 5. Examples of radiographs of exploding wires of the highly conducting, low melting point materials tested as two-wire loads: (a) Al wires at 154 ns, and (b) Au wires at 458 ns. The dark cores are very homogeneous, suggesting that most of the wire core is in a vapor or plasma state. The gray background is the photographic film background and should be disregarded. Also shown are densitometer tracings of the Al and Au tests. The Al vertical scale (mg/cm^2) was calibrated with an estimated accuracy of $\pm 35\%$ with a step wedge but the Au scale is uncalibrated.

FIGURE 2.16 – A gauche, désintégration de fils de faible conductivité électrique et à droite, de forte conductivité électrique [Sa99].

extrêmement basse (10^{-4} atm) qui ne correspond pas aux conditions d'explosion des fusibles encapsulés.

L'étude [CY05] menée sur les fils explosés explore des domaines de pression plus élevés mais encore relativement faibles. Les deux domaines de pression expérimentés sont respectivement de 20 kPa et 100 kPa. L'étude utilise des diagnostics spectroscopiques. Or dans ce genre d'étude, les pressions sont volontairement basses pour diminuer les phénomènes d'absorption sur les raies d'émission des éléments métalliques. En dépit de cette basse pression l'étude permet de voir l'influence de la pression sur la façon dont le fil explose.

Cho [CY05] utilise des fils de cuivre de grande pureté (99,99%) d'un diamètre de 0,25 mm qu'il soumet à des décharges capacitives de 180 J dans une atmosphère de N_2 à 20kPa et 100kPa. Les $\frac{dj}{dt}$ sont de l'ordre de $10^4 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Ce type de procédé est utilisé dans le but de fabriquer des nanopoudres métalliques ou des nanopoudres céramiques. L'étude est réalisée pour résoudre un problème concernant les nanopoudres produites. En effet, ces dernières présentent des "impuretés", c'est-à-dire des grains de plus grande taille que le reste des nanopoudres. Cho estime qu'une partie

de l'énergie de la décharge n'est pas distribuée dans le fil et que ce résultat en est la conséquence. Il fait l'hypothèse qu'un plasma se développe autour du fil fusible et dérive une partie du courant autour du fil. Les spectres qu'il obtient sont compris entre 430 et 485 nm. Avant la montée rapide de tension, les intensités spectrales mesurées sont nulles. Le premier spectre montrant des émissions de lumière est obtenu juste après la montée rapide de la tension qu'il considère comme le moment de l'explosion du fil.

Pour 20kPa l'énergie injectée dans le fil avant l'explosion est de 65J. Le premier spectre présente un fort continuum et de l'absorption. Il identifie des raies d'azote ionisé une fois. Pour 100kPa l'énergie injectée dans le fil avant l'explosion est de 95J. Le premier spectre de lumière est un continuum sans raie, d'intensité beaucoup plus faible que pour 20kPa. Cho estime alors que pour une pression supérieure, le plasma autour du fil met plus de temps à se former. Le continuum formé à 100kPa dépend de la nature du plasma qui contient plus d'atomes de cuivre et donc présente une absorption beaucoup plus importante. A 20kPa le plasma se forme plus vite par ionisation de l'azote, ce qui a pour effet de dériver le courant plus tôt et donc de fournir moins d'énergie au fil. Il conclut en disant qu'une pression suffisamment élevée doit permettre d'injecter plus d'énergie dans le fil en retardant la transition.

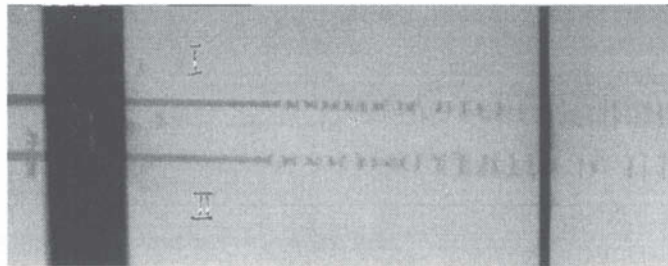


Figure 2: Radiographs of a 30 kJ electrical explosion of a 30 mm shaped charge jet, at 40 and 50 μ s after initiation. The disruption of the jet is evident.

FIGURE 2.17 – Explosion de deux fils coulissants au travers d'une électrode et projetés pneumatiquement sur la deuxième électrode, la destruction du fil commence au moment où le contact électrique se crée [MEYB⁺04].

Le point commun de ces expérimentations est l'observation d'un plasma s'établissant autour du fil ayant pour conséquence de dériver le courant. Cette observation se retrouve également chez [MEYB⁺04] qui soumet des fils de 3

mm de diamètre à des $\frac{dj}{dt}$ de l'ordre de $10^3 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ à l'aide de décharges capacitives. La fermeture des contacts est effectuée de manière pneumatique (figure 2.17), les fils sont poussés par une surpression d'air au travers d'un trou qui constitue la première électrode. En se déplaçant, ils rejoignent une plaque métallique 80 mm plus loin qui se trouve être la deuxième électrode. Cette curieuse fermeture de contact induit une pression environnante qui doit être légèrement supérieure à la pression atmosphérique. [MEYB⁺04] réalise les diagnostics sur des fils ondulés dont la réduction de diamètre atteint 1,5 mm pour un diamètre maximum de 3mm. C'est au sein des réductions de section que la disruption des fils se passe. Le moment de la disruption est pris comme celui où l'intensité décroît légèrement. Un phénomène de ré-augmentation de l'intensité est alors décrit du fait du passage du courant par les vapeurs émises au niveau des réductions de section.

[BHKH02] montre aussi pour des $\frac{dj}{dt}$ de l'ordre de $10^6 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ appliqués sur des fils de $25 \mu\text{m}$ de diamètre qu'une "coquille" de plasma se forme autour du fil et crée la chute de tension observée. Les diamètres de plasma entourant le fil sont typiquement de 400 à 1000 μm et il diagnostique une température croissante en s'éloignant du cœur du fil jusqu'à la périphérie de 10eV à 1keV. [BHKH02] réalise des mesures de densité de plasma à l'aide de différentes méthodes optiques comme l'imagerie Schlieren et l'interférométrie. Les densités d'environ $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ qu'il obtient lui permettent de comparer la quantité d'énergie apportée et la quantité effective du fil vaporisée. Sa conclusion est que les fils d'argent sont totalement vaporisés.

2.3.1.2 Conclusion sur les grands $\frac{dj}{dt}$

Il semble au vu de ces études que plus le $\frac{dj}{dt}$ est important et plus la quantité de matière vaporisée est importante. Les auteurs s'accordent pour préciser que l'apparition de cette enveloppe de plasma coïncide avec une baisse de la tension aux bornes du fil. Cette baisse de tension s'explique par le fait que le passage du courant ne se fait plus uniquement par la colonne liquide mais également par la couche de plasma formée autour du fil. Pour qu'une telle dérivation s'effectue, il est probable que le plasma présente une conductivité comparable à celle de la colonne liquide du fait d'une température assez importante.

Outre la formation de la couche de plasma, les expérimentations renseignent sur la structure de la colonne liquide durant cette transition. Pour les matériaux réfractaires un mélange "en mousse" de liquide et de bulles de

gaz apparaît et perdure quelques μs en faisant grossir très fortement le diamètre du fil. Pour les matériaux conducteurs comme le cuivre ou l'argent la structure "en mousse" [Sa99] constituée de liquide et de bulles de gaz apparaît beaucoup moins longtemps au milieu de la longueur du fil. La structure en mousse est cependant retrouvée aux bords du fil près des électrodes.

Dans les phénomènes de fils explosés sous grands $\frac{dj}{dt}$, les matériaux subissent un changement de phase solide-liquide en très peu de temps (typiquement quelques μs). Après cette première transformation qui semble être homogène sur la longueur du fil, il y a une coexistence de phases liquide et gazeuse autour la colonne. A cet instant une partie du courant peut être dérivée au travers de vapeurs métalliques émises par la périphérie du fil. Les vapeurs sont toujours détectées après une décroissance rapide de la tension et jamais avant la montée rapide de la tension.

2.3.2 Vaporisation partielle, explosion spinodale gazeuse

2.3.2.1 Généralités sur les vapeurs

Les vapeurs émises ont fait l'objet d'un diagnostic dans l'étude de [AP04a], réalisée sur des fils de cuivre et de titane destinés à produire l'allumage de poudres explosives. Les fils de cuivre ont une longueur de 50 mm pour un diamètre de 0,3 mm, ils sont soumis à des $\frac{dj}{dt}$ de l'ordre de $1,7 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Des tests sont réalisés pour une pression de 10 mbar et pour une pression de 1 bar. Les deux tests montrent des différences significatives des pics de tension aux bornes du fil. [AP04a] explique que lors des essais sous basses pressions, un plasma se forme beaucoup plus tôt autour du fil, détourne le courant et donc engendre une surtension beaucoup moins importante que lors des essais sous pression atmosphérique. Ces observations sont en accord avec celles de Cho [CY05], cependant il constate également que pour des matériaux de température de fusion plus importante comme le titane, un plasma se forme et détourne le courant très tôt en empêchant la tension de prendre de grandes valeurs, comme pour le cuivre dans les expérimentations de Cho [CY05], mais à pression atmosphérique. L'interprétation donnée par [AP04a] concerne l'émission d'électrons régie par la loi de Richardson (émission thermoïonique).

Cette loi détermine la quantité d'électrons émis par la surface d'un matériau en fonction de la température et de son travail de sortie. Plus le travail

de sortie est faible et plus l'émission est importante. Or il remarque que pour les matériaux de température de fusion plus élevée le travail de sortie est plus faible. Il en déduit donc que les fils dont les matériaux ont une température de fusion plus élevée émettent plus d'électrons sur leur périphérie permettant une formation du plasma environnant plus facilement et donc plus rapidement. Pourtant, une température de fusion plus basse devrait au contraire permettre de créer des vapeurs pour des températures plus basses et donc plus tôt au cours du chauffage du fil, tout dépend de la conductivité de ces vapeurs. Dans les publications précédentes elles sont considérées conductrices mais d'autres publications étudient l'explosion du fil entouré de vapeurs considérées diélectriques [VS97].

2.3.2.2 Destruction du fil par explosion spinodale gazeuse

Une grande partie de la littérature consultée sur les phénomènes d'explosion de fils à très grands $\frac{di}{dt}$ explique le phénomène de destruction du fil alors même que le plasma, qui permet au courant le contournement du noyau du fil, est amorcé. Les amorçages de ces plasmas sont postérieurs aux montées rapides de tension. Cela s'explique par le fait que comme les $\frac{di}{dt}$ sont très importants, les courants traversant les fils ont le temps de devenir considérables. Même avec une très bonne conductivité électrique cela se traduit par des surtensions très élevées avant que le fil n'ait subi de disruption. La formation du plasma autour du fil n'est alors plus un facteur de surtension, bien au contraire. Le passage du courant en dehors du noyau du fil résulte d'un claquage du milieu formé par les vapeurs métalliques ; après le claquage la tension baisse, le milieu est ionisé et conducteur. Les vapeurs sont toujours observées au moment où la tension électrique aux bornes du fil chute, mais cette chute résulte d'un claquage qui n'existe que du fait que les vapeurs métalliques sont déjà présentes autour du fil : leur émission devrait donc commencer bien avant ce stade. Dans le cas des grandes variations de courant, l'amorçage de la phase d'arc se déroule continuellement sans nécessiter de disruption mécanique.

Cette transition continue est le résultat d'une vaporisation partielle du fil. Dans le cas d'un fusible entouré de silice il est très probable que ces vapeurs soient absorbées ou du moins que la silice puisse jouer le rôle d'écran et perturber l'établissement du canal de plasma et donc perturber la transition. La contribution de la silice à la transition préarc-arc a été considérée comme négligeable en 2.1 du point de vue de la conduction thermique. Concernant la dérivation du courant par les vapeurs périphériques au fil, elle demeure dis-

cutable. Certains travaux néanmoins considèrent également l'explosion du fil à partir d'une colonne de liquide entourée de vapeurs mais en considérant les vapeurs comme non conductrices. Ces travaux entrepris par une équipe d'un laboratoire russe sont décrits notamment dans les articles : [VS97] [SVS04] [SVS03] [VSSV02] [VSS04].

[VS97] s'attache à expliquer le rôle joué par un champ de force magnétique non-uniforme dans l'élaboration d'un équilibre de phase liquide-vapeur. Il montre que lorsqu'une substance est soumise à ce type de champ de force, il en résulte d'abord une pression non uniforme sur la phase liquide tandis que la phase vapeur n'est pas affectée par le champ d'induction magnétique. La pression exercée sur la phase liquide modifie son équilibre thermodynamique et permet au matériau de perdurer sous cette forme à des températures importantes, au-delà de la température d'ébullition correspondant à la pression et au volume de l'enceinte dans laquelle se trouve le matériau. L'exemple de l'équilibre des phases est illustré par le cas du fil métallique dont le noyau est totalement liquéfié et dans lequel circule un courant électrique. Les forces volumiques considérées sont celles de Laplace. Elle proviennent, comme pour le ruban, de l'action du champ magnétique créé par certaines lignes de courant et exercé sur les autres lignes. De même que pour le ruban où la pression au centre est maximale, la pression est maximale au niveau de l'axe du fil. La densité de courant dans le noyau est approximée comme étant constante sur le rayon du fil, les densités de forces volumiques sont de la forme [VSS04] :

$$f = \frac{\mu_0 j^2 r}{2} \quad (2.27)$$

avec f en N.m^{-3} , r la distance (m) partant du centre du fil et allant vers la périphérie et μ_0 la perméabilité magnétique du vide (la perméabilité est égale à celle du vide car le cuivre ne canalise pas les champs magnétiques).

La formule 2.27 montre une force volumique plus importante en périphérie qu'au centre du fil, la force étant orientée vers le centre du fil. Si le sens positif est considéré de l'intérieur vers l'extérieur du noyau, les forces volumiques sont négatives. La pression résultant de ces forces volumiques est alors :

$$P(r) = - \int_0^r f(r') dr' + P(0)$$

Soit :

$$P(r) = - \frac{\mu_0 j^2 r^2}{4} + P(0) \quad (2.28)$$

avec $P(0)$ la pression régnant au cœur du fil. La pression régnant dans le corps du fil est maximum au centre et décroît en allant vers la périphérie jusqu'à la valeur P_0 .

Pour un fil de rayon R parcouru par une densité de courant uniforme, on en déduit une pression à l'axe du fil :

$$P(R) = -\frac{\mu_0 j^2 R^2}{4} + P(0) = P_0$$

d'où :

$$P(0) = \frac{\mu_0 j^2 R^2}{4} + P_0 \quad (2.29)$$

L'application numérique pour une densité de courant de 10^5 A.mm^{-2} , un rayon R de 0,1mm et une pression externe P_0 égale à la pression atmosphérique donne une pression d'environ $3,1.10^7 \text{ Pa}$ soit environ 300bar. Dans ce cas la pression P_0 est largement négligeable par rapport à l'influence des forces de pression magnétiques. La figure 2.18 représente le profil de pression régnant dans la colonne liquide en fonction du rayon.

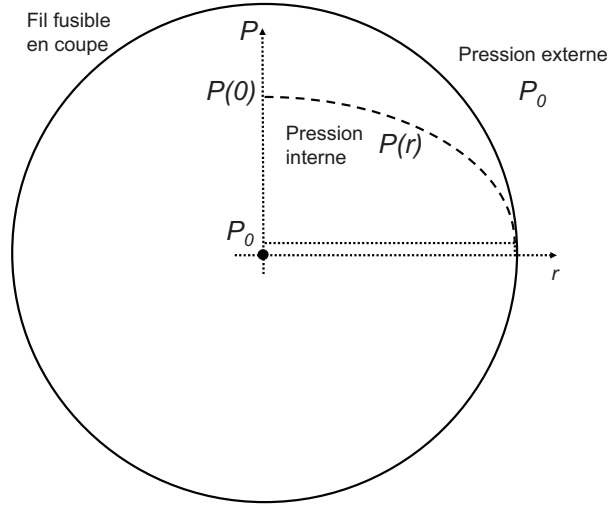


FIGURE 2.18 – Profil de pression dans la colonne liquide en fonction du rayon.

[VS97] montre que cette augmentation de pression vers le centre du noyau liquide engendre une augmentation linéaire du potentiel chimique de la phase liquide selon l'équation :

$$\mu(P(r), T) = \mu(P(0), T) - \int_{P(r)}^{P(0)} \nu dP \quad (2.30)$$

avec $\mu(P(r), T)$ le potentiel chimique massique du matériau en J.kg^{-1} et $\nu = \frac{1}{\rho}$ le volume massique (celui du métal liquide). La phase liquide possède donc un potentiel chimique qui augmente en se déplaçant de la périphérie du fil vers son centre. En ce qui concerne le potentiel chimique des vapeurs, il reste constant car la matière dans cet état ne subit pas la pression due aux forces magnétiques. Cette hypothèse n'est bien sûr valide que dans le cas où les vapeurs ne transportent pas de courant. La condition d'équilibre des phases est alors modifiée. Dans les cas habituels, c'est-à-dire quand le système ne subit aucun champ magnétique ou électrique, si un corps pur est présent sous les deux phases liquide et gazeuse, les conditions d'équilibre à l'interface de ces deux états sont [J.P85] :

$$\mu_{liq} = \mu_{vap} \quad (2.31)$$

$$T_{liq} = T_{vap} \quad (2.32)$$

$$P_{liq} = P_{vap} \quad (2.33)$$

L'équilibre est représenté par la droite AB sur le diagramme PV (figure 2.19).

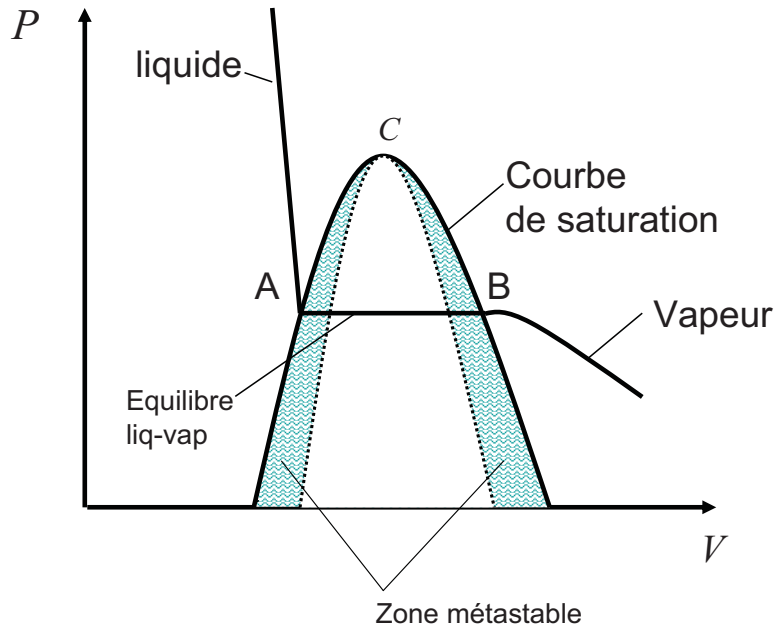


FIGURE 2.19 – Diagramme PV d'un changement de phase isotherme.

Il est visible que l'équilibre entre phase liquide et vapeur pour une température donnée correspond à une pression d'équilibre constante : P_s . Dans le cas particulier du fil explosé, le champ magnétique, et par conséquent les forces

magnétiques, imposent un gradient de pression sur la phase liquide qui induit des potentiels chimiques différents à l'interface liquide-vapeur. Le potentiel chimique de la phase vapeur est le même que le potentiel maximum de la phase liquide. Comme le système est considéré à l'équilibre les grandeurs T et P de chaque phase sont en revanche égales à l'interface. Les conditions d'équilibre évoluent alors vers :

$$\mu_{vap} = \mu_{liq}(0) \quad (2.34)$$

$$T_{vap} = T_{liq} \quad (2.35)$$

$$P_{vap} = P_{liq}(R) \quad (2.36)$$

Ces dernières égalités montrent que les potentiels chimiques des deux phases sont nécessairement différents à l'interface puisque le potentiel de la phase liquide ne fait que décroître en s'éloignant du centre du fil. Sans champ magnétique, le potentiel de la vapeur et le potentiel de la phase liquide sont identiques en tout point et ce potentiel a pour valeur μ_s , relatif à la pression P_s . Dans ce nouveau cas d'équilibre le potentiel de la vapeur est plus élevé. Pour une température d'équilibre identique cela se traduit par une élévation de la pression de la phase gazeuse :

$$\mu_{vap} = \mu_s + \frac{P_0 - P_s}{\rho_{vap}} \quad (2.37)$$

avec P_0 la pression de l'enveloppe externe du fil, également présente à l'interface liquide-vapeur. De même, le potentiel liquide de la phase liquide en chaque point de coordonnée r est :

$$\mu_{liq}(r, T) = \mu_s + \frac{P_0 - P_s}{\rho_{liq}} + \frac{P(r) - P_0}{\rho_{liq}}$$

L'égalité du potentiel chimique du liquide au centre du fil avec celui de la vapeur implique l'égalité suivante :

$$\mu_{liq}(0) = \mu_{vap} \quad (2.38)$$

$$\mu_s + \frac{P_0 - P_s}{\rho_{liq}} + \frac{P(0) - P_0}{\rho_{liq}} = \mu_s + \frac{P_0 - P_s}{\rho_{vap}} \quad (2.39)$$

avec $P(0) - P_0 = \Delta P$, la différence de pression entre l'axe du fil et la périphérie. Il vient alors :

$$(P_0 - P_s) \left(1 - \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right) = \Delta P \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \quad (2.40)$$

Comme la masse volumique de la vapeur est beaucoup moins importante que celle du liquide (rapport de 1000), la pression à l'interface P_0 est nécessairement supérieure à la pression P_s correspondant à l'équilibre des phases sans champ magnétique.

$$P_0 > P_s$$

Toute la démonstration illustre donc un équilibre de phase qui, pour une même température, engendre une pression à l'interface plus importante que celle de l'équilibre sans champ magnétique. Les vapeurs selon cette hypothèse sont alors sursaturées puisque leur pression dépasse celle de la pression binodale (droite AB sur la figure 2.19). L'équilibre est déplacé dans la zone métastable, l'équation d'état correspondant à cet état est celle de Van Der Waals. Le diagramme PV des isothermes données par cette équation a la forme donnée figure 2.20. La courbe de l'équation d'état de Van Der Waals

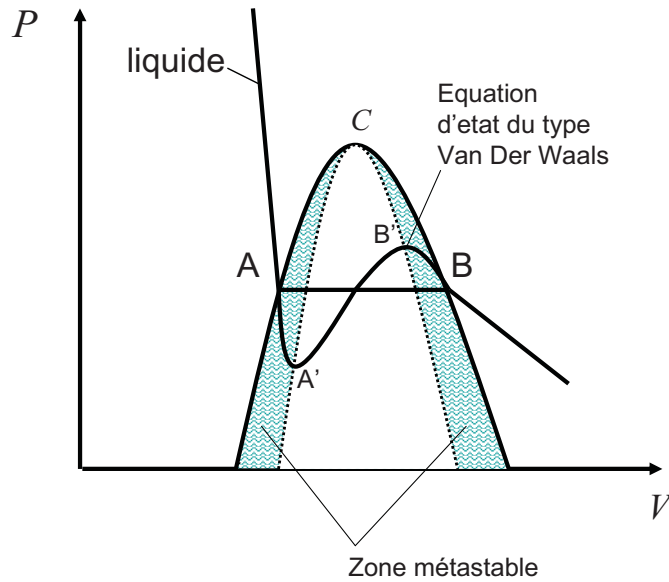


FIGURE 2.20 – Diagramme PV isotherme avec la courbe d'état de Van Der Waals.

présente deux extrémums locaux en A' et B' . Ces extrémums locaux sont des limites de stabilité des états métastables. En effet, lors d'un déplacement de A vers A' la condition suivante est respectée :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T < 0 \quad (2.41)$$

Cette condition est la condition de stabilité [fc]. Elle n'est pas suffisante pour établir une stabilité durable mais si elle n'est pas remplie, l'état considéré en question est impossible. Les états entre A et A' ainsi que ceux entre B et B' correspondent respectivement à des phases entièrement liquide et gazeuse mais dans des états métastables. Les états considérés entre A' et B' ne peuvent différer de la courbe binodale (droite horizontale AB). En effet l'équation d'état de Van Der Waals entre ces deux points aboutit à :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T > 0 \quad (2.42)$$

Lorsque la phase en état métastable dépasse le point A' ou le point B', une décomposition en deux phases liquide et vapeur s'effectue immédiatement. Pour chaque isotherme considérée, l'emplacement des extrémums locaux A' et B' forment les courbes respectivement spinodale liquide et spinodale vapeur. La décomposition d'une phase métastable par franchissement de ces courbes spinodales est appelée décomposition spinodale.

[VS97] considère donc un équilibre de phase liquide et vapeur avec des vapeurs à la pression supérieure à la pression de vapeur saturante ($P_0 > P_s$). Il faut donc considérer l'équilibre décrit avec deux phases, une colonne de liquide, mise sous pression, baignant dans une vapeur en état métastable. Une fois que l'état d'une substance se trouve sur la courbe binodale qui est un état stable, il n'évolue pas vers un état métastable. Les vapeurs sursaturées résultent donc d'une compression c'est-à-dire d'une évolution de B vers B'.

D'un point de vue chronologique ce raisonnement ne se comprend que si ces vapeurs sont présentes bien avant que l'influence du champ magnétique ne déplace l'équilibre vers cet état métastable. Or les effets du champ magnétique résultent de la densité de courant qui augmente très vite ($40\text{kA}.\text{mm}^{-2}.\mu\text{s}^{-1}$) [VSSV02]. Les vapeurs devraient donc être émises très tôt lors de l'établissement du courant dans le conducteur.

La chronologie du phénomène serait donc :

- a) Le fil chauffe, le noyau se liquéfie et la périphérie émet des vapeurs.
- b) La densité de courant devient très importante, les forces volumiques magnétiques imposent une pression sur le fil et donc stabilisent la phase liquide en stoppant l'ébullition.

- c) Le noyau liquide reste en équilibre avec la phase vapeur, l'équilibre des potentiels chimiques impose que les vapeurs sont sursaturées. L'équilibre est donc réalisé pour une pression de vapeur et de liquide à la périphérie supérieure à la pression d'équilibre binodale. L'état du corps suit l'équation d'état de Van Der Waals.

Si la démonstration de cette augmentation de pression par les potentiels chimiques est justifiée, il reste toutefois compliqué d'expliquer mécaniquement comment les vapeurs peuvent se retrouver dans cet état. En effet, la métastabilité des vapeurs se traduit par une pression supérieure à la pression d'équilibre et doit donc provenir d'une compression. Mécaniquement, il n'y a aucune raison pour que les vapeurs soient comprimées par rapport à la position d'équilibre puisque l'étude fait l'hypothèse que la vapeur reste isolante. Si aucun courant ne passe par les vapeurs, aucune force magnétique ne peut remplir ce rôle de compression. Enfin concernant la pression d'équilibre en elle-même, elle correspond à l'équation d'état de Van Der Waals pour des isothermes entre 10 et 14kK (les valeurs numériques données par [VSSV02] concernent le tungstène).

Il est compréhensible que la pression empêche un fluide de bouillir et permette de déplacer son ébullition à des températures plus importantes par élévation de la pression de vapeur saturante. C'est ce même principe que l'auteur met en avant pour décrire l'équilibre de la phase liquide. Cependant à l'interface entre le liquide et la vapeur, la pression due aux forces volumiques magnétiques est nulle. Sur la surface, il n'y a donc pas de surpression magnétique qui puisse empêcher la partie superficielle du fil de s'évaporer. La seule pression qui puisse s'exercer à cet endroit est la pression due à la vaporisation rapide du fil et à l'écoulement visqueux de la vapeur. En effet, l'explosion du fil dure quelques microsecondes. Il est possible que toute la vapeur créée pendant ce laps de temps très court n'ait pas le temps de se dissiper autour du fil, créant un équilibre momentané entre la phase liquide et gazeuse. Les auteurs ne parlent pas de cette dernière hypothèse et n'apportent pas d'explication mécanique à cette pression supportée par les vapeurs. [VS97] explique dans un premier temps que l'explosion résulte d'une décomposition spinodale. Lorsque la compression due à l'augmentation du champ magnétique augmente, l'équation d'état des vapeurs passe par l'extrémum local de la courbe de Van Der Waals et aboutit à un mélange de vapeur et de liquide qui devient instable et est obligé de changer sa géométrie.

La représentation de la chronologie de cette hypothèse par un diagramme PV est donnée sur la figure 2.21, elle ne figure pas dans la littérature et reste

une interprétation de la théorie de [VS97]. Les chiffres de la figure 2.21 représentent les temps chronologiques des transformations.

Les points 1 et 2 représentent l'augmentation de température du fil liquide à pression quasiment constante d'où la traversée de plusieurs courbes isothermes. Le chemin entre 2 et 3 représente le début de la vaporisation à pression atmosphérique constante. En 2 la partie superficielle du fil commence à se vaporiser, la pression magnétique reste encore faible. En 3 le fil présente une phase liquide et une phase vapeur en équilibre, la décomposition est réalisée à pression constante. En 4 l'évacuation des vapeurs métalliques ne se fait pas assez rapidement par rapport à l'évaporation à la périphérie du noyau liquide, la pression augmente. La densité de courant continue de monter, la pression magnétique se renforce, la température augmente aussi.

En 5, la température est beaucoup plus élevée, la pression magnétique empêche les sous-couches du noyau liquide de se vaporiser et limite l'expansion du volume de liquide, les vapeurs en périphérie sont dans un état métastable. La partie liquide est présente sous différentes pressions situées entre les deux numéros 5 sur la gauche du diagramme. La vapeur est présente sous une seule pression qui est la même que celle du liquide en périphérie du noyau. En 6 la densité de courant augmente ainsi que la pression, l'équilibre des vapeurs métalliques est déplacé vers le point d'instabilité spinodale et aboutit à une décomposition brutale des vapeurs en deux phases : liquide et gazeuse.

Dans les temps 5 et 6 il faut bien différencier la phase liquide (à gauche) et gazeuse (à droite) qui occupent deux volumes bien distincts. Le diagramme PV ne cherche qu'à rendre compte de l'état dans lequel se situe chaque phase et ne signifie aucunement que les vapeurs occupent un volume total plus important que le liquide. L'augmentation de pression des vapeurs de la zone métastable jusqu'à la limite spinodale se comprend mal. La colonne de liquide est considérée à l'équilibre avec les vapeurs en état métastable l'instant d'avant, il ne devrait donc plus y avoir de vapeurs émises et donc plus d'augmentation de pression. En réalité cette nouvelle compression est supposée provenir d'une augmentation du champ magnétique qui provient elle-même d'une augmentation de courant. L'équilibre est alors déplacé dans le sens où une quantité plus importante de matière se trouve vaporisée depuis la colonne de liquide et donc augmente la pression des vapeurs. Lorsque les vapeurs atteignent la limite de pression spinodale, une partie se recondense brutalement en gouttelettes liquides de manière à rejoindre la courbe binodale de pression moins élevée. La dépression se communique à la colonne liquide dont la périphérie était précédemment contrainte par la surpression des vapeurs. Il

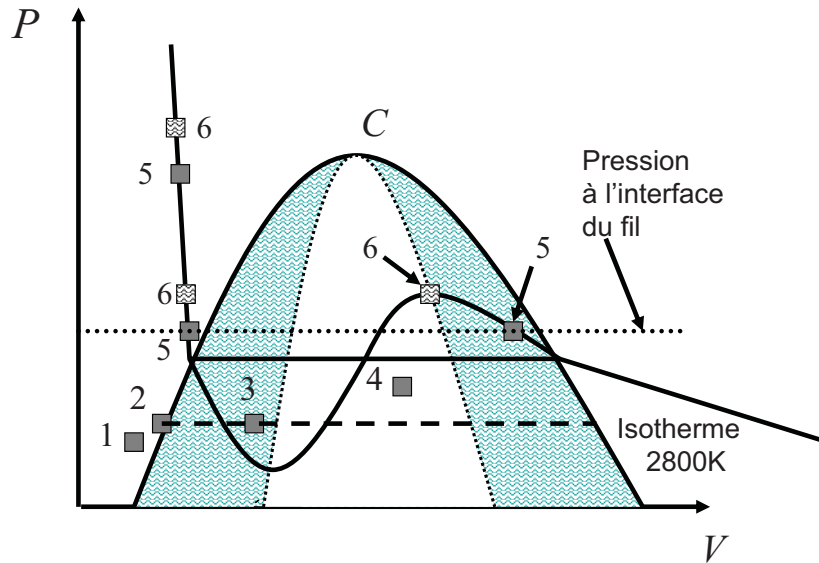


FIGURE 2.21 – Chronologie proposée de la transformation et de l’explosion spinodale du fil d’après [VS97].

se produit alors une violente dépression et la colonne de liquide se détend et explose.

[VS97] fait l’hypothèse qu’au moment où les vapeurs atteignent l’état instable spinodal, les phases liquide et vapeur se réarrangent de manière à ce que le volume augmente fortement, d’où l’expansion du conducteur constatée dans certaines expériences comme celle de [Sa99]. Le volume est alors constitué de vapeur et de gouttelettes liquides en suspension ne transportant quasiment aucun courant.

Sur ce dernier point, il est en effet constaté dans certaines expérimentations mettant en jeu des fils explosés, une baisse de courant significative au cours de l’explosion, tant et si bien qu’il s’annule presque pendant un instant avant de ré-augmenter très rapidement [M.M77] [SSV⁺06]. Ce phénomène semble particulièrement concerner le cuivre mais n’apparaît pas pour toutes les explosions.

[VS97] indique que l’état d’équilibre final ne peut être qu’un système composé de gouttelettes liquides baignant dans des vapeurs métalliques. Les

potentiels chimiques des phases liquide et gazeuse (les gouttelettes et les vapeurs) après l'explosion sont identiques.

Ce potentiel est le même que celui de la phase liquide située à la périphérie du fil au moment où les vapeurs ont atteint la limite spinodale.

La pression des vapeurs après l'explosion est la pression binodale puisqu'elles se sont détendues. En revanche, toujours après l'explosion, la pression des gouttelettes demeure la pression spinodale gazeuse correspondant à la température d'explosion. La différence de pression résidant entre le gaz et le liquide est alors compensée par les tensions de surface (ou tension superficielles) des gouttelettes.

En faisant l'hypothèse que l'instant d'après l'explosion la température est toujours la même, les potentiels chimiques ne dépendent que de la pression. Or la pression de tout le liquide précédemment au cœur de la colonne liquide a chuté. Le potentiel chimique total de la phase liquide a donc beaucoup diminué.

En ce qui concerne les vapeurs, leur potentiel chimique aussi a diminué après l'explosion puisque leur pression est devenue la pression binodale.

Le potentiel chimique d'une bonne partie de la matière a donc chuté après l'explosion. La différence d'énergie correspondante est dépensée en partie pour former les gouttelettes tandis que le reste est converti en énergie cinétique (celle des gouttelettes). La vitesse d'expansion des gouttelettes est estimée à plusieurs centaines de mètres par seconde.

2.3.3 Destruction des fils par explosion de nucléation

2.3.3.1 Théorie de l'explosion de nucléation à courant constant

Mis à part l'explication de l'explosion spinodale gazeuse, le reste des articles traite d'un mécanisme d'explosion de nucléation [SVS03] [VSSV02]. Atteindre la courbe spinodale gazeuse requiert une configuration particulière. Étant donné que les vapeurs sont dans un état métastable, certaines perturbations peuvent mettre un terme à cet état avant même que le point d'instabilité spinodale ne soit atteint. Les perturbations se manifestent par la formation de gouttelettes dans la vapeur, ce phénomène est appelé nucléation. Le phénomène de nucléation prend un certain temps τ qui dépend

directement du volume, du nombre de centres de nucléation n_i , de la taille de la gouttelette considérée et de la température. [VSSV02] précise que les ions peuvent avoir un rôle dans le processus de nucléation en le favorisant si le rayon de la gouttelette reste inférieur à la longueur de Debye.

L'application numérique de l'auteur pour un fil de tungstène de rayon 0,175 mm donne des rayons de gouttelettes de deux ordres de grandeur : 10^{-8}cm et 10^{-6}cm ⁵ pour des températures comprises entre 7 et 14 kK. L'influence des ions n'est à comptabiliser que lorsque la taille des gouttelettes est comparable à la longueur de Debye dont l'ordre de grandeur peut être estimé par [P.F00] :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.43)$$

avec T_e la température des électrons en K, qui est la même que celle des lourds dans les conditions d'équilibre; e est la charge d'un électron en C et n_e est la densité électronique exprimée en m^{-3} ; k est la constante de Boltzmann en J.K^{-1} et ϵ_0 est la permittivité du vide. Pour des tailles de gouttelettes proches de λ_D , les centres de nucléation sont donc les atomes ionisés une ou plusieurs fois présents dans la vapeur. En régime établi et à l'équilibre (ce que suppose cette étude), la quantité d'ions ionisés z fois peut être obtenue à l'aide de l'équation de Saha (annexe K).

L'utilisation de la loi de Saha impose de considérer les conditions d'équilibre thermodynamique local et de connaître la densité d'électrons présents dans les vapeurs. Lorsque ces données sont connues, le temps d'apparition des nucléations est calculé par [VSSV02] :

$$\tau = \frac{e^{\frac{A_c}{kT}}}{10^{10} n_i V} \quad (2.44)$$

avec A_c le travail de formation des gouttelettes de rayon critique a_c . Le volume V considéré dans la publication est une mince couche d'une épaisseur de l'ordre du diamètre des bulles considérées, entourant la périphérie du noyau liquide. k est la constante de Boltzmann⁶ et n_i est le nombre de centres de

5. Il y a deux façons de calculer ces rayons critiques dans les publications [VSSV02] et [VSS04]. La première solution donne des rayons de l'ordre de grandeur de 10^{-8}cm , mais l'utilisation de la formule 2.45 conduit à des gouttelettes critiques d'un diamètre 100 fois supérieur.

6. La publication [VSSV02] ne contient pas la constante de Boltzmann dans l'exponentielle, cette constante est en revanche présente dans la formule de τ pour les publications [SVS04] et [VSS04].

nucléation, c'est-à-dire le nombre d'ions pour les gouttelettes de l'ordre de grandeur de λ_D . Lorsque a_c est très supérieur à λ_D aucune expression de n_i n'est donnée dans l'étude. L'expression de a_c est [VSS04][V.P74a] :

$$a_c = \frac{2\sigma}{\Delta P} \quad (2.45)$$

avec σ la tension superficielle du liquide en N.m^{-1} . La tension superficielle est dépendante de la température, son expression est [VSS04][V.P74a] :

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

Le volume considéré est [VSS04][V.P74a] :

$$V = 2\pi R \times 2a_c l \quad (2.46)$$

avec l la longueur de la colonne liquide. La formule de τ est peu sensible à la variation de n_i ou du volume considéré. Les calculs réalisés par [VSSV02] concernent des fils en tungstène de rayon 0,175mm et d'une longueur 8,7 cm. Ces fils sont soumis à la décharge d'un banc de condensateurs de capacité totale $6\mu\text{F}$ avec une tension initiale de 20 kV. L'inductance du circuit est $4,5 \mu\text{H}$. Les courbes de tension et courant de l'expérimentation sont données figure 2.22. Il est visible que le courant établi lorsque le fil devient liquide est d'environ 14kA. [VSSV02] avance que pour le tungstène, les vapeurs métalliques dont la température est comprise entre 7 et 14 kK ont une densité comprise entre 5.10^{20} et 3.10^{21}cm^{-3} . Par la formule de Saha, il détermine une concentration d'ions positifs n_i comprise entre 10^{19} et $1,8.10^{20}\text{cm}^{-3}$. Le temps de nucléation calculé pour ces conditions d'essais est donné par [VSSV02] figure 2.23. La valeur de la température pour laquelle τ chute en dessous de quelques μs est en revanche assez dépendante de l'intensité considérée lorsque le fil atteint la fusion. En utilisant les mêmes calculs et pour un courant de 15kA, la figure 2.24 est obtenue, il est possible de constater une différence d'environ 1000K. Pour un courant considéré de 11kA, la figure obtenue est identique à la figure 2.23.

A titre de comparaison, un calcul de cette grandeur est appliqué à un fil de cuivre de rayon 0,175mm soumis à un courant de 15kA. La densité des vapeurs métalliques considérée est 10^{21}cm^{-3} . En considérant des vapeurs ionisées une seule fois et en utilisant la formule de Saha (annexe K), la densité de centre de nucléation déterminée pour une température comprise entre 5 et 15kK est comprise entre $3,3.10^{18}$ et 10^{21}cm^{-3} . Le résultat est illustré figure 2.25.

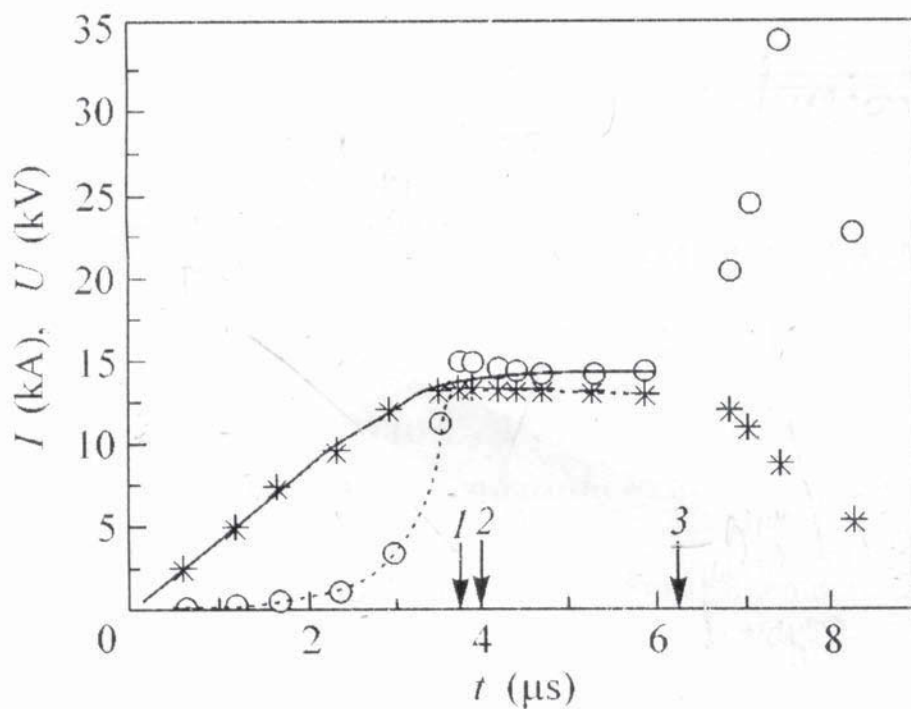


Fig. 1. Time dependences of the (solid line) current and (dashed line) voltage drop in a current-heated conductor [7]. The points are for the experimental data [8].

FIGURE 2.22 – Courbe de courant et de tension obtenues pour l'explosion d'un fil de tungstène de 0,175mm de rayon et de 8,7cm de long [VSSV02].

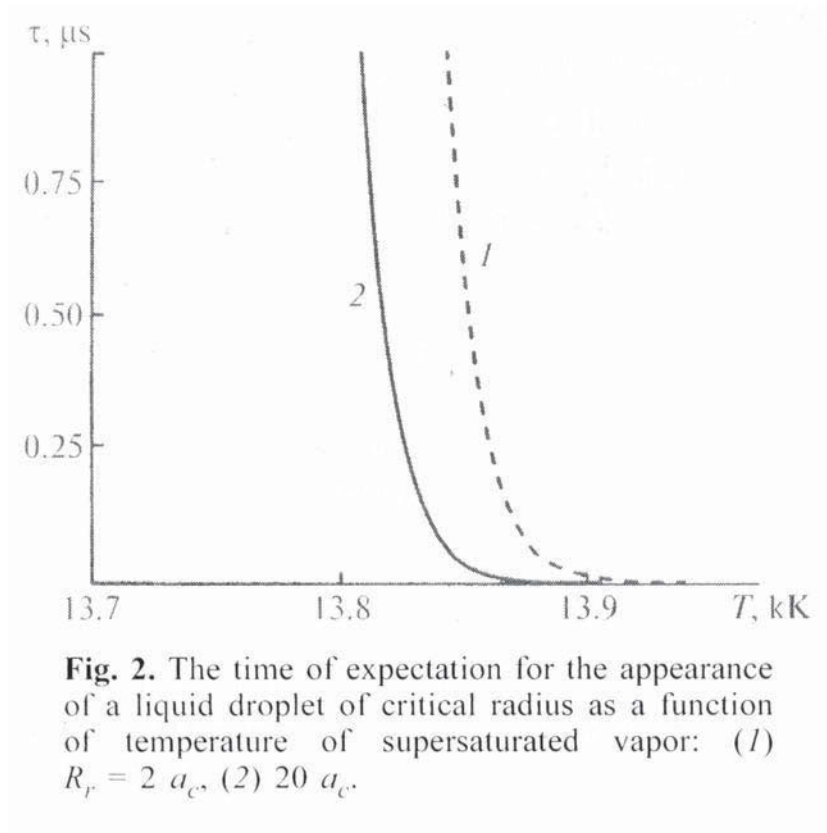


FIGURE 2.23 – Temps de nucléation calculés pour un fil de tungstène de rayon 0,175mm soumis à un courant de 14kA [VSSV02].

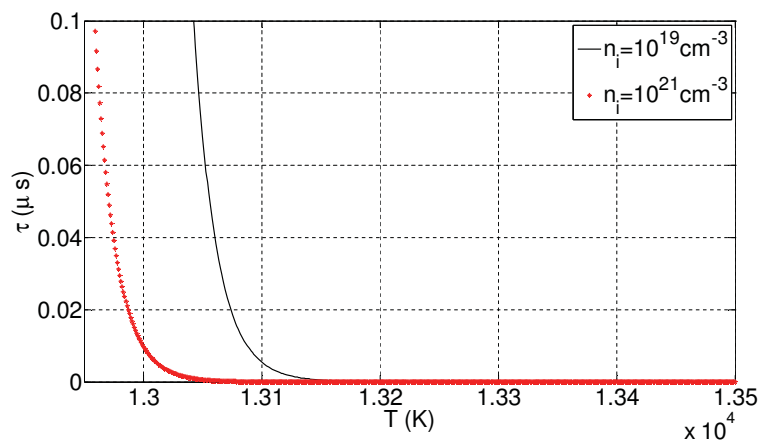


FIGURE 2.24 – Temps de nucléation recalculés pour un fil de tungstène de rayon 0,175mm soumis à un courant de 14kA d'après [VSSV02].

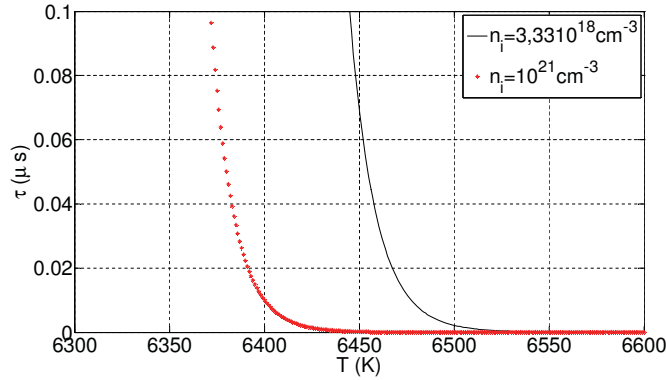


FIGURE 2.25 – Calcul du temps de nucléation pour un fil de cuivre de rayon 0,175mm pour deux densités de centre de nucléation n_i et un courant de 15kA.

Dans la suite, [SVS03] utilise un paramètre empirique pour calculer τ . Ce paramètre ξ évalué à l'aide d'une série d'expérimentations est évalué par trois valeurs : 30, 40 et 50 ; son expression est la suivante [SVS03] :

$$\xi = \ln(\tau BV) \quad (2.47)$$

Le mécanisme d'explosion de nucléation ne se substitue pas au mécanisme spinodal dès l'apparition des premières gouttelettes. Toutes les gouttelettes de rayon inférieur à a_c permettent toujours l'équilibre des vapeurs métastables. L'énergie A_c a pour expression [VSSV02] :

$$A_c = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta P^2} \quad (2.48)$$

avec toujours ΔP la différence de pression entre le centre du fil et sa périphérie et σ la tension de surface du liquide (dépendant de T). L'expression de A_c montre que plus le champ magnétique est important, plus ΔP est important et donc moins l'énergie de nucléation est importante. Le temps τ est plus court et donc, a priori, pour une vitesse de chauffage donnée, la probabilité d'une explosion de nucléation augmente. Cependant, la force du champ magnétique et la vitesse de chauffage sont liées directement à la densité de courant. Ainsi, accroître la vitesse de chauffage en augmentant la densité de courant intensifie le champ magnétique et donc diminue aussi le temps τ , or cela favorise le mécanisme de nucléation. Une forte densité de courant tend donc à éloigner le régime de l'explosion spinodale. Expérimentalement [VSSV02], la taille des gouttelettes constatée semble être de valeur plus importante, de l'ordre de 10^{-5} cm. Les pressions de vapeur données par

l'auteur après l'explosion sont de 0,2 GPa. Il précise qu'au moment de l'explosion, l'accroissement du diamètre du fil passe d'une vitesse de 200m.s^{-1} à 900m.s^{-1} et à une décroissance de la température de 4 kK. Le temps d'explosion est d'environ $6\text{ }\mu\text{s}$.

La différence principale entre les deux régimes d'explosion (nucléation et spinodale) est en fait la quantité d'énergie apportée au fil qui se traduit par une température d'explosion moins importante dans le cas de l'explosion de nucléation. [SVS03] explique que les pressions à atteindre dans le cas des explosions spinodales sont plus importantes et plus dures à atteindre que pour l'explosion de nucléation, cette dernière devrait donc être plus probable. Pour l'explosion de nucléation, [SVS03] se base sur des expérimentations pour définir une fréquence (ou rapidité) de nucléation propre à chaque métal. Il a été vu précédemment que, pour un métal donné, plus la différence de pression entre la surface du fil et son axe est importante et plus la nucléation de bulle liquide est favorisée. Le terme ΔP dépend directement de l'importance de la densité de courant. En fonction des expressions liant ΔP avec la densité de courant et le temps d'apparition des gouttelettes critiques, [SVS03] définit une température d'explosion dépendant du ratio I sur R_0 tel que :

$$\frac{I}{R_0} = Af(T^*) \quad (2.49)$$

avec R_0 le rayon initial du fil, A un coefficient propre au métal, T^* la température réduite par rapport à la température critique telle que :

$$T^* = \frac{T}{T_c} \quad (2.50)$$

$f(T^*)$ est une fonction qui est déterminée à partir de deux définitions de la différence de pression ΔP . La première correspond aux forces dues au champ magnétique, exprimée précédemment à l'aide de la densité de courant. Elle peut être exprimée à l'aide de l'intensité et du rayon du fil telle que :

$$\Delta P = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \quad (2.51)$$

La deuxième correspond aux tensions de surface des gouttelettes qui se forment et qui dépendent de cette différence de pression :

$$\Delta P = \left(\frac{16\pi\sigma^3}{3kT\xi} \right)^{0,5} \quad (2.52)$$

avec ξ un paramètre expérimental observé et propre à chaque métal. En remplaçant l'expression de ΔP de (2.52) dans (2.51), $f(T^*)$ peut être exprimée

par [SVS04] :

$$f_1(T^*) = (1 - T^*)^{0,75\theta} \frac{1}{(T^*)^{0,25}} \quad (2.53)$$

avec $\theta=1,25$ un facteur critique. Cependant l'expression donnée dans la publication inclut un terme supplémentaire $\varsigma(T^*)$ tenant compte de la variation de la masse volumique du liquide au cours de l'explosion. L'origine de ce facteur n'est pas explicitée, cette autre forme est nommée f_2 :

$$f_2(T^*) = (1 - T^*)^{0,75\theta} \frac{\varsigma(T^*)}{(T^*)^{0,25}} \quad (2.54)$$

tel que :

$$\varsigma(T^*) = \sqrt{\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)} \quad (2.55)$$

avec ρ_0 la masse volumique du matériau au point de fusion (à pression atmosphérique). Dans ce cas, $\varsigma(T^*)$ est approximée par :

$$\varsigma(T^*) = \sqrt{\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)} = 1 + \alpha T_c \left(T^* - \frac{T_m}{T_c}\right) \quad (2.56)$$

avec T_m la température de fusion du métal et α le coefficient de dilatation du liquide. Pour le cuivre [VSS04] :

$$\begin{aligned} \alpha &= 10^{-6} K^{-1} \\ T_c &= 8350 K \\ T_m &= 1356 K \\ A &= 0,31 \cdot 10^9 A.m^{-1} \end{aligned} \quad (2.57)$$

La température maximale d'explosion qu'il est possible d'atteindre pour chaque ratio de I sur R pour le régime de nucléation est représentée figure 2.26. Le tracé des courbes présent dans la publication [SVS03] ne correspond pourtant pas aux deux premières formes de la fonction f . La courbe illustrée par la publication correspond en réalité à une troisième forme de f très proche des autres mais sans le terme θ :

$$f_3(T^*) = (1 - T^*)^{0,75} \frac{\varsigma(T^*)}{(T^*)^{0,25}} \quad (2.58)$$

Les trois formes de l'expression de f ont été représentées dans la figure 2.26. Il est visible que les formes 1 et 2 se superposent, la forme 3 étant

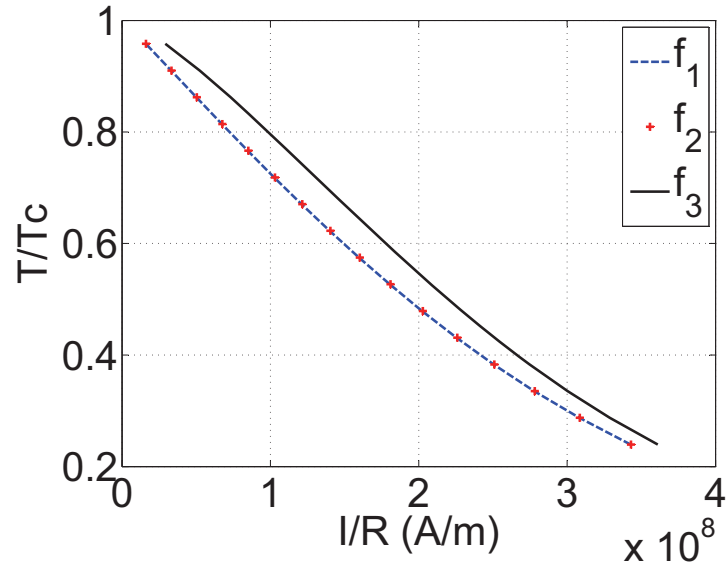


FIGURE 2.26 – Température maximale atteignable pour une explosion de nucléation, d’après [VSSV02].

quelque peu différente. Par la suite, dans un souci de fidélité aux propos de [SVS03], les trois formes seront illustrées, mais les développements issus des expressions de l’article aboutissent à la forme 1.

D’après la figure 2.26 on peut penser en première approximation que pour une dimension de fil donnée, plus le courant de chauffage est faible et plus la température d’explosion est importante. En réalité cette courbe n’illustre que la température maximale de nucléation mais une bonne partie du début de la courbe n’est pas significative pour au moins deux raisons :

- a) un courant faible n’engendrera pas un fonctionnement du type adiabatique et ne permettra pas l’emballement thermique nécessaire à l’explosion du fil ;
- b) dans le cas d’un courant suffisant pour détruire le fil mais faible, les contraintes exercées sur le fil par la gravité ne permettront pas à la colonne liquide de perdurer longtemps et le fil sera détruit avant le processus de nucléation. Outre la gravité, l’auteur [VSSV02] parle des instabilités magnétohydrodynamiques (MHD) qui peuvent elles aussi mettre un terme au chauffage du fil.

2.3.3.2 Limitation de la température d'explosion par les perturbations magnétohydrodynamique (MHD)

Les instabilités MHD mettent un temps τ_m à se développer [VSSV02], ce temps est exprimé par :

$$\tau_m = \frac{\pi R^2 \left(\frac{\rho}{\mu_0}\right)^{0,5}}{I} \quad (2.59)$$

Ce temps d'apparition des instabilités MHD est donné à partir du moment où la colonne devient liquide, c'est-à-dire quand la température est la même que T_m . Ainsi pour un courant I (supposé constant sur une très petite échelle de temps), l'échauffement supplémentaire dépend de la résistivité et de la capacité thermique massique du matériau tel que [VSSV02] :

$$\Delta T = T - T_m = \frac{\tau_m I^2}{\pi^2 R^4 C_f \rho \sigma_w} \quad (2.60)$$

avec C_f la capacité calorifique massique du liquide, R son rayon et σ_w la conductivité électrique du matériau. Pour calculer cette dernière à partir des équations d'état, l'auteur utilise une expression empirique :

$$\sigma_w = \frac{\sigma_{w0} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\delta}{(1 + \beta \Delta T)} \quad (2.61)$$

L'auteur fournit pour le cuivre :

$$\begin{aligned} \sigma_{w0} &= 4,7 \cdot 10^6 S.m^{-1} \\ \delta &= 2 \\ \beta &= 4 \cdot 10^{-4} K^{-1} \\ C_f &= 550 J.kg^{-1}.K^{-1} \end{aligned} \quad (2.62)$$

En utilisant l'équation (2.59) dans l'équation (2.60) il vient :

$$\Delta T = \frac{I}{\pi (\rho \mu_0)^{0,5} R^2 C_f \sigma_w} \quad (2.63)$$

A partir de cette formule, il est visible qu'un courant plus important permet d'obtenir une température d'explosion plus importante du point de vue des instabilités MHD alors que c'est le contraire concernant la nucléation. Il existe donc un régime de chauffage optimal qui permet d'obtenir le meilleur compromis entre d'une part les instabilités MHD et d'autre part le régime de nucléation. La température la plus importante ne dépassera pas celles

calculées pour le régime de nucléation, le régime spinodal étant supposé non-atteignable dans la plupart des configurations. Il faut donc calculer à quel moment la température évaluée par les deux méthodes devient identique.

En remplaçant I par son expression provenant du régime de nucléation à l'aide de (2.49) il vient :

$$\Delta T = \frac{Af(T^*)}{\pi(\rho\mu_0)^{0,5}R_0C_f\sigma_w} \quad (2.64)$$

En factorisant ΔT par T_c il vient :

$$R_0 = \frac{Af(T^*)}{\pi(\rho\mu_0)^{0,5}C_f\sigma_w T_c (T^* - \frac{T_m}{T_c})} \quad (2.65)$$

avec R_0 le rayon correspondant à un régime de nucléation coïncidant avec le régime MHD pour une intensité donnée. Les températures maximales d'explosion qu'il est possible d'atteindre en fonction du rayon du fil sont représentées figure 2.27.

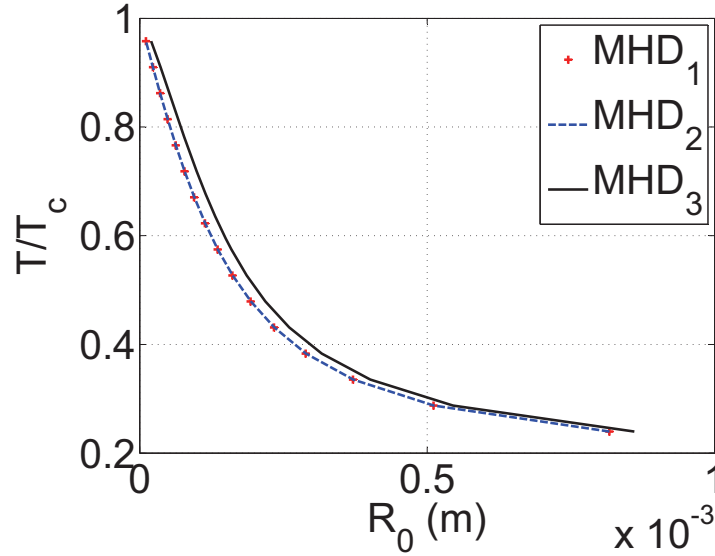


FIGURE 2.27 – Température maximale atteignable pour une explosion de nucléation en tenant compte des instabilités MHD, d'après [VSSV02]. Les courbes MHD₁ MHD₂ et MHD₃ correspondent respectivement aux formes de $f(T^*)$ 1, 2 et 3.

Les résultats entre les formes 1, 2 et 3 étant peu différents, seule la forme 1 est utilisée par la suite. Pour les températures maximales de chaque rayon de fil, l'intensité critique qui permet de les atteindre est évaluée à l'aide de (2.49).

La figure 2.28 représente l'intensité optimum et la température maximum atteignable associée pour différents rayons de fil.

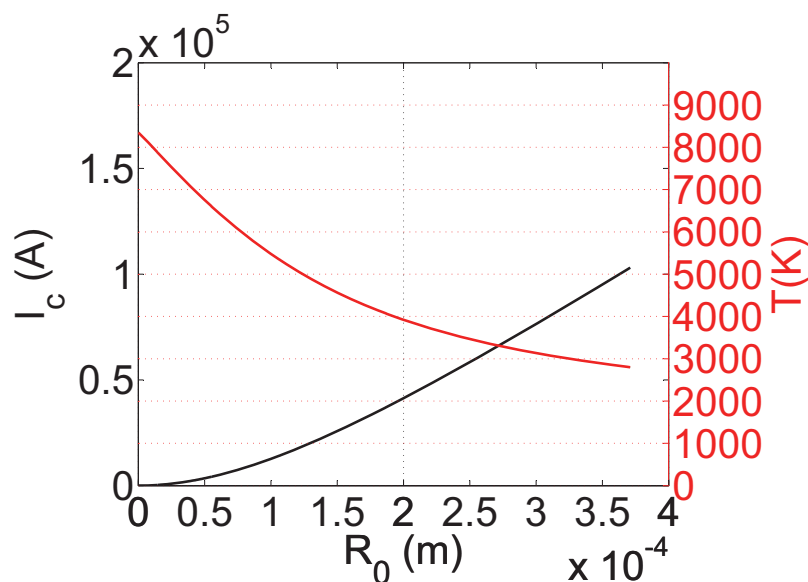


FIGURE 2.28 – Intensité optimum pour chaque rayon de fil et température associée selon l'explosion de nucléation respectant la limite des instabilités MHD.

2.3.3.3 Influence du $\frac{di}{dt}$ dans le mécanisme d'explosion de nucléation

2.3.3.3.1 Hypothèse de l'influence du $\frac{di}{dt}$ sur le mécanisme d'explosion

Les intensités qui sont données pour illustrer les températures maximales sont des grandeurs continues qui interviennent dans le processus d'explosion au moment où l'équilibre entre vapeurs saturées et colonne liquide est réalisé. Les instabilités MHD considérées ici et pour lesquelles le temps τ_m est évalué commencent à apparaître durant la phase liquide [KNB75] et plus précisément, le temps τ_m après avoir atteint cet état. Lorsque la fusion commence, l'augmentation importante de résistivité tend à diminuer la pente de courant comme le montre la figure 2.22. Mais l'intensité atteinte au moment de la fusion dépend de la pente de courant, les $\frac{di}{dt}$ sont dans ce sens très importants

pour décrire le mécanisme d'explosion.

Dans le cas d'une décharge de type court-circuit au travers du conducteur fusible, l'équation suivante peut être considérée :

$$U - L \frac{di}{dt} - Ri = 0 \quad (2.66)$$

avec $i=i(t)$. Lorsque la résistivité de la charge est très faible devant son caractère inductif, ce qui est le cas tant que le conducteur reste à l'état solide, la résistivité influe peu sur l'évolution du courant. Le terme $Ri(t)$ peut être négligé en comparaison de la chute de tension aux bornes de l'inductance totale du circuit, il vient alors :

$$\frac{di}{dt} = \frac{U}{L} \quad (2.67)$$

Le courant pris en compte peut donc être approximé par une rampe du type : $I=\frac{di}{dt}t$. Si le courant est considéré comme constant après avoir atteint la température de fusion, alors le courant critique I_c , exprimé précédemment pour chaque valeur de rayon de conducteur cylindrique, peut être considéré comme la valeur à atteindre au moment où le fil atteint la phase liquide. Il faut donc déterminer les pentes de courants ($\frac{di}{dt}$) critiques qui autorisent l'explosion à température maximale.

Même avec de telles suppositions le problème reste complexe à résoudre car la résistivité engendrant l'effet Joule (et qu'il n'est pas question de négliger dans cet aspect du problème) et amenant le conducteur à la température de fusion change en fonction de la température (figure 1.13). Soit t_{liq} le temps nécessaire pour atteindre la phase liquide, il vient :

$$E_m = \int_0^{t_{liq}} r(t)i^2(t)dt \quad (2.68)$$

avec E_m l'énergie emmagasinée par le conducteur et r sa résistance. En supposant donc que le courant ne subit pas l'influence de l'augmentation de résistance pendant la phase solide, chaque valeur de t_{liq} associée à une valeur de $\frac{di}{dt}$ conduira à un courant $I=\frac{di}{dt}t_{liq}$ qui, s'il est différent de I_c entraînera une explosion de moindre importance du fait d'une limitation par le processus de nucléation ou par les instabilités MHD. La résistivité change en fonction de la température, cette dernière (dans l'approximation adiabatique) dépend de l'énergie absorbée qui dépend de la résistivité. Il n'y a pas de solution analytique simple à ce problème, aussi sa résolution est réalisée numériquement.

2.3.3.3.2 Calcul numérique des $\frac{di}{dt}$ optimums

Pour déterminer l'augmentation de température, l'enthalpie du conducteur est comparée à l'enthalpie du cuivre, donnée en fonction de la température (figure 1.21) :

$$E_m = Hn \quad (2.69)$$

avec n la quantité de matière et H l'enthalpie molaire. En considérant la conservation de la masse jusqu'à l'état liquide et la masse molaire du cuivre⁷ :

$$E = H \frac{m}{M} \quad (2.70)$$

En considérant que la masse volumique ρ_s du cuivre reste à peu près constante lors de l'échauffement de la phase solide, il vient :

$$E = H \frac{\rho_s L S}{M} \quad (2.71)$$

avec L la longueur du conducteur cylindrique et S sa section. Il vient alors :

$$\frac{H}{M} \rho_s L S = \int_0^{t_{liq}} r(t) i^2(t) dt \quad (2.72)$$

Le facteur $\frac{H}{M}$ apparaît, il correspond à l'enthalpie massique, or la résistance électrique r a pour expression :

$$r = \rho_{elec} \frac{L}{S} \quad (2.73)$$

En utilisant 2.73 et 2.72 il vient :

$$\frac{H}{M} = \int_0^{t_{liq}} \frac{\rho_{elec}(t)}{\rho_s S^2} i^2(t) dt \quad (2.74)$$

Le temps t_{liq} ne dépend donc pas de la longueur du fil. De manière numérique, l'expression devient :

$$\frac{H}{M} = \sum_0^{t_{liq}} \frac{\rho_{elec}(t)}{\rho_s S^2} i^2(t) \Delta t \quad (2.75)$$

où Δt est le pas de temps utilisé pour réaliser l'intégration numérique, la valeur typique utilisée par le programme est de 10^{-8} s. Cependant si la température obtenue diffère de la température réelle de fusion, le programme

7. La masse molaire du cuivre est $M=63,546 \text{g.mol}^{-1}$

refait automatiquement le calcul en divisant le pas de temps par 10. En fonction de la pente $\frac{di}{dt}$ utilisée pour le calcul, il peut être en effet nécessaire de diminuer le pas de temps. Entre deux itérations l'énergie dégagée par effet Joule est évaluée en considérant une résistivité constante sur cet intervalle. L'enthalpie emmagasinée par le conducteur est alors comparée à celle théorique donnée en fonction de la température, cela permet de déterminer la température atteinte pendant la durée Δt . La résistivité est réévaluée et le calcul recommence pour l'intervalle de temps suivant. Le calcul est arrêté lorsque l'énergie de liquéfaction a été fournie. Ce calcul est mené pour plusieurs pentes de courant choisies en utilisant le principe de dichotomie. La pente de courant critique est obtenue lorsque pour le temps t_{liq} le courant obtenu est identique au courant critique I_c .

2.3.3.3.3 Application numérique, $\frac{di}{dt}$ et $\frac{dj}{dt}$ optimums

Les densités de courant critique sont déduites directement des intensités critiques calculées en fonction du rayon du fil (figure 2.28) et sont données figure 2.29. Les $\frac{di}{dt}$ correspondants sont représentés sur la figure 2.30 ainsi que les $\frac{dj}{dt}$ sur la figure 2.31.

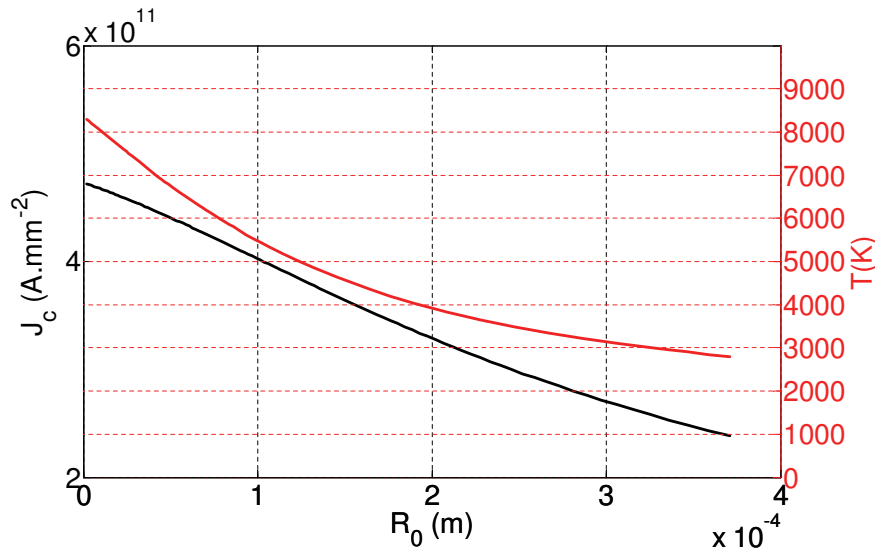


FIGURE 2.29 – Densité de courant optimum pour chaque rayon de fil et température associée selon l'explosion de nucléation respectant la limite des instabilités MHD. En rouge, la température et en noir, la densité.

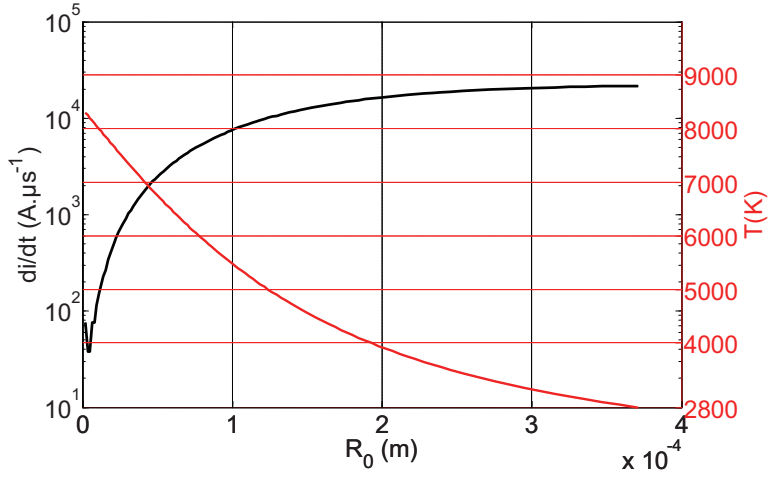


FIGURE 2.30 – Variation de courant optimum pour chaque rayon de fil et température associée selon l’explosion de nucléation respectant la limite des instabilités MHD d’après [SVS03]. En noir, croissante, la variation de courant et en rouge, décroissante, la température. Seule l’échelle de la variation de courant est logarithmique.

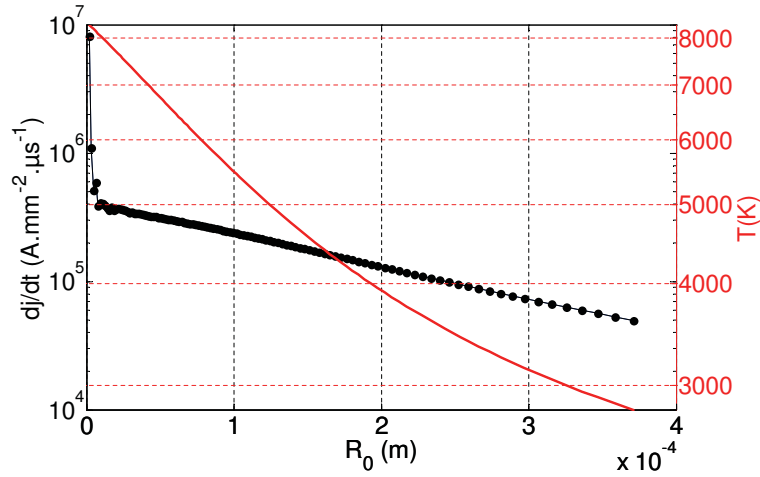


FIGURE 2.31 – Variations de densité de courant optimum pour chaque rayon de fil et température associée selon l’explosion de nucléation respectant la limite des instabilités MHD d’après [SVS03]. En noir avec des cercles, la variation de densité et en rouge la température. Les deux échelles sont logarithmiques.

Les intensités critiques et densités correspondantes ne sont pas données pour des températures en dessous de 2800K qui est la température de vaporisation du cuivre. Toute la théorie de l'équilibre entre vapeur métastable et noyau liquide est développée autour d'une température identique entre les vapeurs et le liquide, il paraît peu probable que des vapeurs soient présentes en dessous de cette température. L'auteur [VSSV02], [VSS04] n'illustre d'ailleurs ses équations que pour une température comprise entre 5010K et 8350K.

Les variations de densité de courant obtenues figure 2.31 sont d'un ordre de grandeur 100 fois supérieur aux fortes densités de courant indiquées dans le tableau 1.2, concernant les fusibles ultra-rapides. Il est remarquable que pour des diamètres de conducteur plus importants, la température maximale atteignable diminue tandis que les variations de courant optimum restent assez élevées et pour la plupart des diamètres, inatteignables⁸. La différence de géométrie est importante concernant l'expression de la pression au cœur de l'élément. Les résultats valables pour un fil ne sont donc pas automatiquement transposables au cas des rubans fusibles, cependant les gammes de courant et de variations de courant concernant ces derniers orientent la recherche vers les instabilités MHD.

Ces instabilités sont issues d'ondes mécaniques se propageant le long du fil, générées par des différences de pression exercées le long de la colonne liquide, principalement dues aux inhomogénéités géométriques ou structurales du conducteur. Dans le cas du ruban fusible, la réduction de section est obtenue par poinçonnage d'un ruban d'argent ou de cuivre, l'épaisseur du conducteur est donc loin d'être parfaitement constante sur la longueur du ruban fusible. Le ruban est donc a priori tout à fait assujéti au développement d'instabilités MHD. Néanmoins [AN14] explique que la part des instabilités MHD dans l'explosion des "feuilles métalliques" est insignifiante. Il y a peu de références dans la littérature concernant l'explosion des conducteurs non cylindriques du type ruban et [AN14] ne fournit aucun résultat de calcul appliqué à cette géométrie.

8. Il est rare de trouver des variations de courant au-delà de $100\text{kA}.\mu\text{s}^{-1}$ dans la littérature car cela nécessite des tensions trop importantes.

2.3.4 Caractéristiques énergétiques, spécificité du courant et de la tension en fonction du type d'explosion

Outre la différence d'expression pour la constante de temps τ_m , [KNB75] explique que le régime de perturbation MHD ne survient pas uniquement pendant la phase liquide. En effet, ce type d'instabilité peut arriver plus tôt durant la phase solide lorsque la densité de courant le permet et pour une certaine quantité d'énergie stockée dans le fil. Une énergie de seuil E_{th} est d'après [KNB75] ce qui délimite le régime de destruction du fil par "brûlage" ou par explosion. L'énergie de seuil pour le cuivre est d'environ 0,3 fois celle de vaporisation⁹, et est toujours supérieure à l'énergie de fusion. Dans les chronogrammes de courant et de tension caractéristiques des régimes d'explosion, le phénomène de pause de courant est notamment observé. Ce phénomène de pause coïncide avec l'établissement d'une surtension très importante aux bornes du fil qui décroît ensuite très fortement en dépit de la croissance d'une deuxième onde de courant qui peut dépasser en amplitude la première. Les destructions de fils par [KNB75] utilisent une source de tension capacitive, les décharges de courant qui mettent en œuvre une énergie stockée dans les condensateurs inférieure à l'énergie E_{th} entraînent une seule onde de courant sans explosion. Si l'énergie injectée dépasse E_{th} , la différence entre les régimes d'explosion se fait en fonction de la tension appliquée au circuit par le condensateur. L'explosion peut donner lieu à une seule onde de courant, à un courant de pause ou à un régime où le courant décroît fortement puis réaugmente rapidement sans avoir eu le temps de s'annuler. Les explosions de plus fortes énergies évoluent vers les explosions avec pause de courant ou du moins avec une décroissance marquée de l'intensité (qui dure d'autant moins longtemps que la tension est importante). Il est donc à noter que les explosions avec pause de courant sont des cas particuliers qui ne se produisent plus dès lors que la tension aux bornes du conducteur qui explose devient trop importante. Une autre étude [A.K03] expérimentale étudie ce phénomène à l'aide d'un banc capacitif, il est alors fait mention de trois types de décharge :

- a) explosion avec pause de courant ;
- b) "matched" explosion ;
- c) explosion avec décharge surfacique d'arc.

Le type b correspond à une seule onde de courant, le type c correspond au phénomène de décroissance de courant sans atteindre son annulation.

9. Il s'agit ici de l'énergie de vaporisation complète du fil mis en œuvre

Dans le cas c, la surtension importante aux bornes du fil permet l'amorçage d'un arc électrique au travers des vapeurs métalliques qui entourent le fil. La conductivité de l'arc permet au courant de contourner le fil, il reprend alors sa croissance et le fil est consumé par l'arc électrique. Les trois types de chronogrammes sont donnés en figures : 2.32a, 2.32b et 2.32c. Les temps de t_0 à t_1 correspondent au chauffage du fil, de t_1 à t_2 à l'explosion, de t_2 à t_3 au phénomène de pause de courant et après t_3 à la décharge d'arc. Contrairement à [KNB75], [A.K03] ne prend pas en compte les cas où le fil n'est pas détruit. Les différents cas d'explosions sont aussi délimités en fonction de l'énergie apportée au fil. Cependant le cas de la décharge d'arc qui n'est pas abordée par [KNB75] fait apparaître dans cette étude une autre condition portant sur la longueur du fil.

Premièrement l'énergie apportée au fil durant une impulsion de courant est empiriquement donnée par la relation [A.K03] :

$$E_{fil} = \sqrt{(h_b E_0 S^2 Z)} \quad (2.76)$$

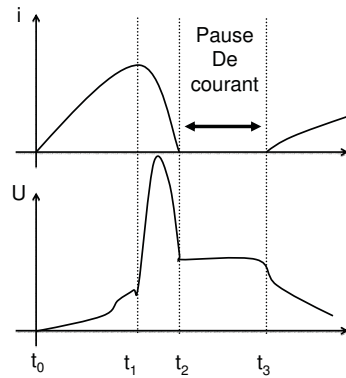
où E_0 est l'énergie contenue par le condensateur du banc capacitif, Z est l'impédance caractéristique du circuit LC utilisé comme source pour l'explosion, telle que :

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.77)$$

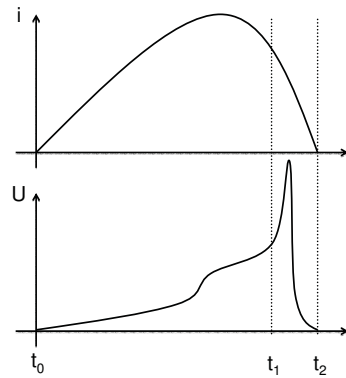
h_b est une grandeur spécifique au matériau qui est exprimée en $A^2.s.mm^{-4}$. Même si h_b varie en fonction de la pente de courant, cette variation est considérée comme faible par l'auteur [A.K03]. Ce coefficient est en fait identique au coefficient de la relation 1.7. [A.K03] donne un encadrement de cette valeur entre $1,95.10^4$ et $2,1.10^4 A^2.s.mm^{-4}$, ce qui est très proche de la valeur donnée avec l'équation (1.7). Les pertes par effet Joule durant la phase solide ne sont pas considérées. L'équation (2.76) représente la capacité du fil en question à absorber l'énergie de l'onde de courant à la première impulsion. Pour une faible énergie stockée, le fil absorbe facilement toute l'onde de courant avant d'être détruit ou de rester intact. La condition de destruction apparaît donc être $E_{fil}=E_0$, qui correspond à une destruction du fil à la première onde de courant. Lorsque cette condition est remplie, il vient alors :

$$E_0 = h_b S^2 Z \quad (2.78)$$

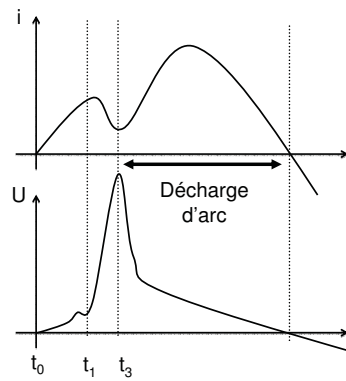
Ceci est donc une précondition pour avoir une explosion de type "matched".



(a) Chronogramme typique d'une pause de courant lors de l'explosion d'un conducteur (explosion a)) d'après [A.K03].



(b) Chronogramme typique d'une explosion de type "Matched" (explosion b)) d'après [A.K03].



(c) Chronogramme typique d'une explosion comportant une décharge d'arc surfacique (explosion c)), d'après [A.K03].

FIGURE 2.32 – Types d'explosions d'après [A.K03].

Les explosions du type a ou c sont caractérisées par une énergie stockée dans le condensateur supérieure à la valeur E_0 limite, telle qu'elle est définie par la relation 2.78. Lorsque l'explosion évolue vers une décharge d'arc surfacique (c), l'énergie initialement distribuée à la colonne liquide est ensuite distribuée au plasma formé autour du conducteur. Ce contournement du courant par le plasma est comme un déficit d'énergie pour le conducteur liquide et se fait au détriment de l'explosion qui montera moins haut en température. Dans un tel cas de figure, l'explosion est plus douce et il n'y a pas de coupure de courant franche. Deuxièmement, [A.K03] définit un facteur K qui représente le rapport de l'énergie effectivement absorbée par le fil durant la première onde de courant sur l'énergie de sublimation correspondant au conducteur entier :

$$K = \frac{E_{fil}}{E_s} \quad (2.79)$$

Ce facteur est appelé surchauffe (traduction de *overheat*), ce qui est probablement une allusion au surchauffage du liquide car comme le montre l'ensemble de la littérature, le fil est loin de se vaporiser dans son ensemble et l'énergie qu'il capte est plus utilisée à surchauffer la matière dans l'état liquide qu'à réaliser une vaporisation homogène. [A.K03] donne une condition permettant de différencier les deux régimes a et c. Cette condition nécessaire pour obtenir un régime de pause de courant porte sur la longueur du fil. L'énergie de sublimation du fil est directement reliée à l'enthalpie volumique par la relation :

$$E_s = \frac{H_s}{M} \rho S l \quad (2.80)$$

avec H_s l'enthalpie molaire de vaporisation du matériau. Le facteur K peut donc s'écrire :

$$K = \frac{\sqrt{h_b E_0 Z}}{\frac{H_s}{M} \rho l} \quad (2.81)$$

Lorsque le facteur K est égal à 1, ce qui est obtenu pour la longueur caractéristique l_m , il s'agit d'une explosion de type "matched" car toute l'énergie du banc capacitif est encore assimilable par le fil en une seule onde de courant, bien entendu non sans provoquer son explosion. Les constatations faites par [KNB75] permettent de dire que pour un K égal à 0,3 l'explosion est encore possible, celle-ci donnant toujours lieu à une seule onde de courant.

D'après l'expression 2.81 il est visible que pour une longueur l plus petite que la grandeur l_m , la valeur du facteur K dépasse l'unité. L'énergie absorbée

par le fil dès la première onde de courant dépasse alors l'énergie de vaporisation totale du fil. Le surchauffage entraîne une explosion à haute température qui permet de couper le courant très rapidement car le mélange de vapeurs et de gouttelettes créé est diélectrique. Ce moment correspond à l'expansion de la colonne très rapide explicitée par [Sa99] et [VS97], [SVS04], [VSSV02]. Cependant pour une certaine longueur critique l_c , le champ électrique entre les deux électrodes qui supportent le fil s'intensifie au point d'atteindre le champ de claquage du milieu diélectrique. Un arc s'amorce et le courant est alors dérivé de la colonne liquide avant même qu'il ne se soit annulé, l'énergie d'explosion est pour cette raison plus faible. La tension décroît alors fortement au fur et à mesure que le courant s'intensifie dans le plasma formé autour du conducteur (cela est typique de la caractéristique statique de l'arc électrique comme le montre la figure 1.10 [Y.P88]). La longueur critique exprimée en mm a pour expression [A.K03] :

$$l_c = B(E_0 DLZ)^{0,36} \quad (2.82)$$

Le terme B est un terme empirique, dont l'unité est $\text{mm}^{0,64} \cdot \text{V}^{-0,72} \cdot \text{H}^{-0,72}$. Pour le cuivre, la valeur donnée est $18,5 \text{ mm}^{0,64} \cdot \text{V}^{-0,72} \cdot \text{H}^{-0,72}$, pour l'argent elle est égale à $21 \text{ mm}^{0,64} \cdot \text{V}^{-0,72} \cdot \text{H}^{-0,72}$. D est le diamètre du fil en mm. En gardant les autres paramètres constants, il est clair que plus B augmente et plus la longueur critique augmente. Les explosions avec claquage surviendront pour toute longueur inférieure à l_c (et si $K > 1$). Le claquage est plus aisé dans le brouillard d'explosion d'argent que dans celui du cuivre. Parallèlement, [KNB75] étudie l'apparition des instabilités MHD dans les conducteurs cylindriques durant l'état solide et durant l'état liquide. Globalement, il faut retenir de l'étude les deux points suivants.

- a) Pour la phase solide : la densité de courant nécessaire à l'apparition des instabilités MHD est de $10^6 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$. Ces instabilités ne se déclareront dans la phase solide que si l'énergie absorbée par le fil reste inférieure au seuil d'explosion E_{th} . La raison est que durant la phase solide le temps d'apparition des instabilités MHD est très long, elles continuent leur développement après que l'onde de courant due à la décharge capacitive soit passée. Suivant le courant (l'auteur semble plutôt faire référence au maximum de courant qu'au courant efficace), les perturbations peuvent aboutir à la destruction du fil, ou non. Lorsque le fil est détruit, il y a généralement des bouts qui ont atteint la phase liquide et même la phase vapeur avant de se refroidir et de redevenir solide. Il est donc peu probable que de telles instabilités puissent être observées avec un générateur de courant ou pour toute source de

puissance qui ne s'arrêterait pas d'elle-même avant l'explosion du fil. Dans le cas du fusible, le courant ne s'interrompt pas de lui-même, c'est le fusible qui remplit cette tâche, les instabilités MHD pendant la phase solide sur un fusible ne sont donc pas à prendre en compte pour les court-circuits. En revanche, le phénomène peut être à prendre en compte concernant le vieillissement du fusible. L'étude montre en effet que des déformations importantes du matériau sont constatées sans pour autant avoir provoqué sa destruction mais tout en ayant altéré sa géométrie et sa résistance mécanique.

- b) Pour la phase liquide : c'est le cas le plus courant, les instabilités MHD commencent parfois durant la phase solide et ne se développent que pendant la phase liquide. Lorsque l'énergie injectée dès la première impulsion est supérieure à E_{th} , elles aboutissent au régime d'explosion, à condition qu'elles aient le temps de se développer avant le processus de nucléation.

Les instabilités MHD se développent donc le plus souvent pendant la phase liquide, surtout pour les courants qui ne s'interrompent pas d'eux-mêmes. Pour les différents régimes d'explosion, il est implicite dans l'étude menée par [KNB75] que les instabilités MHD sont les principales responsables de l'arrêt du passage du courant ou du moins de l'explosion du conducteur. Si cette hypothèse est peu discutée à la connaissance de l'auteur pour les explosions de type "matched", il n'en est pas de même pour les autres types d'explosions.

2.3.5 Explosion par métastabilité liquide

D'abord, il y a les hypothèses développées précédemment concernant l'explosion spinodale gazeuse et les explosions de nucléation mettant en jeu la création de vapeurs métastables autour du conducteur, qui ont été élaborées pour expliquer l'augmentation rapide du diamètre du fil. Ensuite, Martynyuk [M.M77] étudie également l'explosion du type pause de courant mais en considérant cette fois la métastabilité de la colonne liquide. Cette étude explique, tout comme la précédente, que pour des impulsions de courant très rapides (dont la durée est inférieure à 10^{-5} s), l'explosion du conducteur commence avant l'apparition des perturbations MHD, ces dernières n'apparaissant pas avant la montée rapide de la tension. La théorie de la nucléation homogène est considérée pour expliquer l'explosion, cependant la nucléation dont parle l'étude est cette fois celle du liquide métastable qui voit se former en son sein des bulles de vapeur. Les conditions de formation d'un liquide métastable et

sa durée de vie sont données dans cette étude et d'une manière beaucoup plus complète par V.P.Skripov [V.P74a]. Globalement, la fréquence de nucléation est exprimée par :

$$J_1 = N_1 B_s \exp\left(\frac{-W_{cr}}{kT}\right) \quad (2.83)$$

avec N_1 le nombre de molécules par unité de volume dans le liquide métastable, B_s un facteur exprimé en s^{-1} . Son ordre de grandeur est de $10^{11} s^{-1}$ selon la façon de le calculer¹⁰. W_{cr} est l'énergie critique de nucléation qui correspond à la formation d'une bulle de vapeur de taille critique. De la même manière que pour la nucléation des bulles de liquide dans la vapeur métastable, il existe une taille critique de bulles de vapeur qui, lorsqu'elles apparaissent, amorcent le mécanisme de transformation thermodynamique du système monophasé en système bi-phasé (liquide et vapeur). Il résulte de la forme exponentielle que pour une température critique, la fréquence de nucléation augmente considérablement et donc le temps de création des bulles critiques est fortement réduit. Les hypothèses de nucléation de vapeurs dans le liquide métastable sont donc très proches des hypothèses de nucléation de gouttelettes liquides dans les vapeurs métastables. [M.M77] établit une corrélation linéaire entre la pression environnante dans laquelle baigne le fil conducteur et son enthalpie d'explosion. Il souligne le fait qu'au-dessus de 3 kbar il n'y a pas de perturbation MHD et que par conséquent, dans ces conditions de pression, elles ne sont pas responsables de la rupture du fil. Les résultats donnant l'enthalpie d'explosion H_{expl} en fonction de la pression et ce, également pour des pressions inférieures à 3 kbar jusqu'à la pression atmosphérique, suivent tout à fait cette loi de variation linéaire du type :

$$H_{expl} = \lambda P \quad (2.84)$$

Le fait que la loi linéaire soit toujours valable pour des pressions où les instabilités MHD peuvent apparaître montre donc que l'explosion résulte d'un mécanisme thermodynamique et non pas d'une destruction prématurée du fil par le champ magnétique. Un échauffement uniforme du conducteur est supposé, l'enthalpie d'explosion est mesurée pour un fil de cuivre dans l'air. La mesure n'est en revanche effectuée que pour un seul diamètre de fil, l'importance du diamètre du fil n'étant pas analysée. L'enthalpie d'explosion mesurée est de 150 kJ.mol^{-1} , ce qui représente environ 0,4 fois l'énergie de

10. Il existe plusieurs solutions résultant de la théorie de Zel'Dovich-Kagan pour trouver la valeur de B , cependant [V.P74a] rappelle que la variation de B_s est peu importante en comparaison du terme exponentiel. Par conséquent, même si ces différentes valeurs peuvent aboutir à une variation de la fréquence de nucléation de 10 à 30 %, la température de nucléation ne change pas de plus d'un millièème de Kelvin.

vaporisation du conducteur (392 kJ.mol^{-1}). Le facteur est proche du critère d'explosion observé par [KNB75] qui est de 0,3.

L'explosion considérée sous l'aspect du liquide métastable est a priori plus aisé à comprendre. Il s'agit d'un échauffement rapide, qui ne laisse pas le temps au matériau d'entrer en ébullition jusqu'à ce qu'un certain point de surchauffage soit atteint. Le surchauffage en question reste limité par la courbe spinodale liquide et peut être restreint par le processus de nucléation similaire à celui vu pour les gouttelettes condensées dans la vapeur. Elle donne également une justification au phénomène de bulles de vapeur observées dans la colonne liquide du fil par Pikuz [Sa99] avant sa destruction. En revanche, l'influence de la pression magnétique n'est pas prise en compte. Martynyuk conclut d'ailleurs que le mécanisme d'explosion est rendu plus compliqué par la présence de ces forces de compression que Vorob'ev [VS97] rend responsable de l'impossibilité d'obtenir un liquide métastable lors de l'explosion d'un fil traversé par un courant. Dans une autre étude [KSV⁺02] coécrite par Vorob'ev, il n'est pourtant pas moins question de liquide métastable. Cette nouvelle approche est accompagnée d'une modélisation des perturbations MHD. Si ces dernières ne se développent pas assez rapidement pour être responsables de la rupture du fil, elles seraient responsables d'une alternance de vague de compression et d'expansion du fil. La pression absolue calculée varie alors avec une amplitude de plusieurs GPa entre des valeurs positives mais aussi négatives. Les considérations portant sur les pressions négatives sortent du cadre de cette étude, il n'en sera plus fait mention par la suite, cependant la littérature contient des discussions sur l'existence de cet état notamment dans l'ouvrage de Skripov [V.P74b] ou bien [JCS]. Il semble donc que les deux régimes soient possibles, puisque des explosions externes et internes à la colonne liquide ont pu être observées [M.M77].

2.3.6 Régime d'explosion ultra-rapide

Enfin, [Va12] indique deux vitesses d'explosion en se basant sur la résistivité du matériau et sur l'intégrale de Joule introduite par la formulation :

$$h = \int_0^{\tau_{ex}} j^2 dt \quad (2.85)$$

avec τ_{ex} le temps d'explosion. Le coefficient h utilisé pour décrire l'explosion typique d'un matériau est une fois de plus identique au coefficient de Meyer ¹¹.

11. Il s'agit en fait de la somme des coefficients de Meyer relatifs à chacune des phases de chauffage du matériau dans ses différents états. La somme de tous ces coefficients est

Si ϵ est l'énergie spécifique d'explosion (en J.kg^{-1}) :

$$d\epsilon = Ej \frac{1}{\rho} dt \quad (2.86)$$

avec E le champ électrique tel que :

$$j = \sigma E \quad (2.87)$$

Il vient alors :

$$j^2 dt = d\epsilon \rho \sigma \quad (2.88)$$

et donc

$$\int_0^{\tau_{ex}} j^2 dt = \int_C \rho \sigma d\epsilon \quad (2.89)$$

C représente le chemin de la variation de conductivité au cours du chauffage du composant et de ses transformations en différentes phases ; ρ est la masse volumique et σ est la conductivité électrique. Suivant les dernières définitions, pour une densité de courant constante, [Va12] donne :

$$\tau_{ex} = \frac{h}{j^2} \quad (2.90)$$

Ce temps est ensuite comparé aux temps que mettent les instabilités MHD à se développer. La constante de temps utilisée est identique à celle de Vorob'ev :

$$\tau_{ins} = \frac{2}{j} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \quad (2.91)$$

L'opposition de ces deux temps donne un critère de séparation entre les explosions lentes et les explosions rapides. Les explosions lentes sont caractérisées par un temps d'explosion τ_{ex} supérieur à τ_{ins} . Selon l'auteur, elles sont accompagnées d'instabilités MHD dont les effets de pincement aboutissent à la création de noeuds (onduloïdes) d'où une explosion avec peu de matière vaporisée et beaucoup de gouttelettes liquides expulsées vers l'extérieur. Lorsque le régime d'explosion est rapide, une vaporisation plus homogène se produit car le matériau n'a pas le temps de se dilater et l'explosion résulte d'une perte de conductivité (donc échauffement très important et très rapide) lors de la transformation en phase vapeur. La densité de courant charnière entre ces deux régimes est d'après (2.91) et (2.90) :

$$j > \frac{h}{4} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \quad (2.92)$$

une sorte de coefficient général de Meyer relatif à l'énergie qu'il faut fournir au matériau avant qu'il n'explose.

D'après la recherche bibliographique précédente [KNB75] [M.M77] [A.K03], le régime d'explosion lent correspond aux courbes de courants ininterrompus ("matched explosion") lors des décharges capacitatives, tandis que les régimes d'explosion rapides sont plus à rapprocher des décharges avec pause de courant ou avec décharge de plasma. Pour les régimes d'explosion rapide le déroulement de l'explosion est vu de manière beaucoup plus simple puisqu'aucune nucléation ne vient perturber le chauffage dans ce cas. L'influence du diamètre du fil sur sa température d'explosion qui provenait de la théorie de la nucléation homogène n'est donc pas considérée ici. Il faut préciser que cette théorie était aussi utilisée pour justifier l'expansion rapide du diamètre des conducteurs au moment de la pause de courant. Il y a donc une divergence entre la façon de voir les explosions rapides de [Va12] et celles de [VS97]. [Va12] considère une simulation sur des fils de diamètre extrêmement petit ($7\mu\text{m}$). Pour ces diamètres, la température d'explosion se rapproche de la température critique lorsque la densité de courant est assez élevée. La différence entre les deux façons de voir l'explosion est donc dans ce cas peu importante. L'apport nouveau de cette publication est de considérer également les effets de peau transitoires qui mettent le temps suivant à disparaître :

$$\tau_{skin} = \mu_0 r_0^2 \sigma \quad (2.93)$$

Ce temps peut être évalué en considérant la conductivité électrique égale à celle de la phase liquide à la température de fusion. Il ne correspond cette fois-ci plus au temps que met un certain phénomène à apparaître, il est au contraire relatif au temps mis par le flux d'électrons pour occuper toute la section du conducteur. Il faut donc comprendre que tant que ce temps n'est pas écoulé, le courant n'occupe que les parties superficielles du conducteur, la densité de courant est donc plus importante et un échauffement ultra-rapide s'exécute sur ces mêmes parties superficielles. Lorsque le temps τ_{skin} devient supérieur au temps d'explosion, le régime d'explosion est ultra-rapide. Étant donné l'importance du rayon du conducteur dans ce temps caractéristique, il peut y avoir une transition du régime d'explosion rapide vers celui ultra-rapide mais également du régime lent vers le régime ultra-rapide. La densité de courant charnière entre les régimes d'une part lent ou rapide et d'autre part le régime ultra-rapide est déterminée par la condition :

$$\tau_{skin} > \tau_{ex} \quad (2.94)$$

d'où :

$$j > \frac{1}{r_0} \sqrt{\frac{h}{\mu_0 \sigma}} \quad (2.95)$$

Cette dernière densité est cependant plus difficile à interpréter. Les effets de peau se caractérisent par l'accumulation du courant dans la périphérie du matériau et donc par une augmentation transitoire de la densité de courant qui s'écoulerait dans le même conducteur pour un régime établi. Or c'est précisément d'une grandeur continue dont il s'agit dans cette formule, celle calculée pour un passage du courant dans toute la section du conducteur. Rien n'indique que sous l'influence de l'effet de peau la constante τ_{ex} ne devrait pas être réévaluée en considérant la densité de courant réelle pendant son établissement dans le conducteur. Une telle réévaluation montrerait peut-être un amorçage préférentiel dans la périphérie du conducteur à cause des effets de peau. Il y a cependant peu de travaux sur les effets de peau transitoires qui seraient dus par exemple à une rampe de courant, tout au plus certains articles attestent de leur existence [A.D77]. Une application numérique de la densité charnière de l'explosion ultra-rapide telle qu'elle est donnée par (2.95) est donnée figure 2.33.

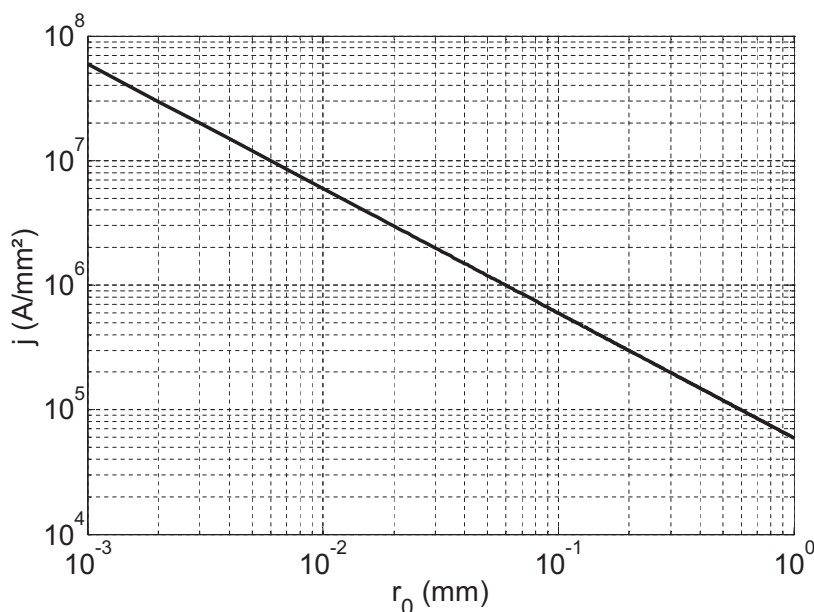


FIGURE 2.33 – Densité de courant charnière pour aboutir au régime d'explosion ultra-rapide en fonction du rayon du fil d'après [Va12].

La densité de courant maximale lors des plus forts courants de coupure dans un fusible est d'un ordre de grandeur de 10^5 A.mm^{-2} (section 1.2.3) et est donc comparable a priori avec la limite donnée figure 2.33. Cependant, les résultats obtenus pour une géométrie cylindrique ne sont pas forcément

transposables à la géométrie du ruban fusible, pour laquelle le calcul des effets de peau est considérablement plus compliqué [LE60]. Ce type d'explosion constitue une piste intéressante pour expliquer la faible enthalpie nécessaire à l'initiation de l'explosion d'un conducteur car il ne faudrait alors compter que l'enthalpie des couches superficielles de l'élément fusible. Il reste à savoir si une telle explosion serait plus importante que les autres types à propos de la pression finale engendrée.

2.4 Synthèse sur les fils explosés

Il a été vu que quelque soit la densité de courant envisagée, il est extrêmement fréquent qu'il y ait une rupture du conducteur fusible bien avant d'avoir reçu une énergie suffisante à sa vaporisation. Le domaine d'application important des fils explosés (mise à feu d'explosif, génération de rayons de haute énergie, fusion à froid) fait qu'ils ont été étudiés dans des gammes de densité de courant relativement restreintes ou au contraire très importantes. Entre ces deux gammes de courant, il existe un vide dont témoigne la différence fondamentale des mécanismes d'explosion ou de destruction du fil étudiés dans chaque gamme de densité de courant. Les phénomènes sont complexes et dépendent de la rapidité d'établissement du courant.

Il est possible de résumer l'apparition des phénomènes de la façon suivante : au fur et à mesure que la densité de courant augmente, le conducteur fond et provoque l'apparition d'un arc électrique, puis ne fond plus et se sépare en morceaux solides avant de donner naissance à un ou plusieurs arcs électriques. A nouveau (toujours pour des densités de courant croissantes) il fond et la colonne liquide évolue vers une explosion due aux perturbations MHD, puis à une explosion de nucléation ou même spinodale liquide ou gazeuse. La littérature montre que, au final, la réponse n'est pas si tranchée.

Concernant les perturbations MHD, la section 2.2 laisse supposer que leur provenance pourrait tout aussi bien venir des forces d'Ampère comme le laisse supposer Graneau [PN95]. Il est notable que lorsque les densités de courant deviennent très importantes, les divisions des conducteurs avant la phase liquide ne sont même plus considérées, l'accélération étant sans doute trop lente pour arracher les différents éléments les uns des autres durant les temps très courts de ces explosions. Alors que les différents phénomènes de destruction des fils explosés ne sont pas élucidés, il a été vu qu'il y a des difficultés à appliquer les résultats observés pour des fils aux rubans fusibles car la forme de ces derniers ne les prédisposent pas aux mêmes phénomènes consi-

dérés par la littérature. Il résulte de ces études sur les fils explosés certains ordres de grandeur utiles à des fins comparatives pour mettre en exergue le mécanisme de transition le plus proche de ce qui est observé. Ces mécanismes seront donc différents en fonction de la densités de courant. A priori la transition à fort dj/dt est la plus importante à étudier car c'est celle qui représente le plus d'enjeu industriel. Pour ces grandeurs de densités de courant, l'étude bibliographique des fils explosés montre que l'explosion du conducteur peut être aussi bien externe (explosion avec nucléation de gouttes liquides dans le gaz) ou interne (cas de la nucléation de bulles de gaz dans la colonne liquide).

Il a été vu que les explosions les plus importantes ne sont générées que dans ces cas particuliers où le champ électrique reste limité, après quoi les décharges plasmatiques contournent le conducteur et érodent le métal en le vaporisant petit à petit tout en limitant l'énergie d'explosion et donc l'onde de choc. Comment se forme cette décharge ? Quelles sont les températures des vapeurs qui permettent cette décharge ? Quelles échanges peut-il y avoir entre ces vapeurs et la matière de remplissage ? Il appartient aux concepteurs de fusible de déterminer la résistance de l'encapsulage des fusibles aux ondes de choc mais le rôle du sable de silice est d'absorber l'énergie sous forme thermique essentiellement et moindrement sous forme mécanique (même si la résistance mécanique est une qualité recherchée dans le fusible).

Un facteur prédominant au niveau de la réduction de section et ce, à densité de courant identique, est donc sa longueur qui est un gage de la tenue diélectrique aux fortes tensions mais jouera un rôle important dans la transition des forts di/dt . Concernant le ruban fusible, la différence de géométrie rend les effets de la pression magnétique plus difficile à interpréter. Les rubans fusibles sont-ils sujets aux mêmes genres d'explosions ? A la connaissance de l'auteur, aucun phénomène de "pause" de courant n'a été observé sur des rubans fusibles lors des essais sur station de test capacitive ou autre, mais les densités de courant et variations de densité de courant usuelles sont d'un ordre de grandeur inférieur à ceux donnés dans la littérature pour de telles explosions. Pour mieux comprendre les phénomènes qui concernent les rubans, il est nécessaire d'obtenir des données expérimentales afin de les comparer à ce qui existe pour les fils explosés.

Chapitre 3

Diagnostics optiques et outils de mesure développés

3.1 Le rayonnement issu des fils et autres conducteurs explosés

Pour réaliser des diagnostics sur les plasmas, il est difficile d'utiliser des capteurs solides étant donné les gammes de température qui sont à considérer. La plupart sont réalisés par l'étude du rayonnement issu du plasma. Les données recherchées sont principalement la température et les densités des espèces car ces mesures permettent de remonter aux coefficients de transport qui caractérisent le plasma d'arc. Dans cette partie nous décrivons les principes du rayonnement qui sont utilisés pour faire ces mesures, les sources qui produisent le rayonnement sont supposées suivre la loi de Lambert, c'est-à-dire que leur luminance est supposée identique dans toutes les directions de propagation.

3.1.1 Rayonnement continu

Pour un plasma à l'équilibre thermodynamique complet (ETC), c'est-à-dire pour lequel toutes les particules sont à la même température T , il y a équilibre chimique, et concernant le rayonnement, tout photon absorbé est réémis. Le plasma rayonne alors comme un corps noir (figure 3.1), sa luminance monochromatique dépend uniquement de sa température et s'exprime par la formule de Planck :

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1} \quad (3.1)$$

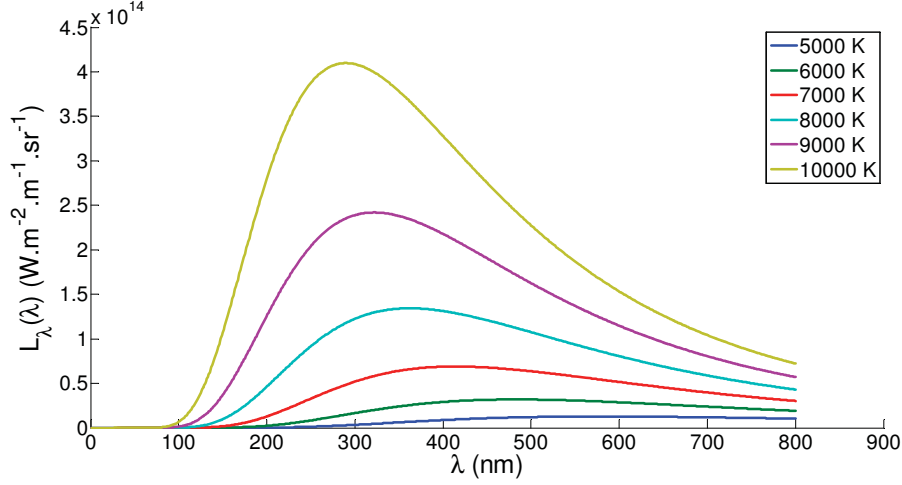


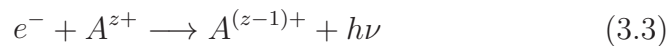
FIGURE 3.1 – Luminance monochromatique du corps noir en fonction de la longueur d’onde, pour des températures entre 5000 et 10000K.

Avec $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ la luminance monochromatique du corps noir, elle correspond à une densité de puissance rayonnée par largeur de bande de longueur d’onde, et par unité de surface à la longueur d’onde λ , son unité est le $\text{W.m}^{-2}.\text{nm}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. C_1 et C_2 sont deux constantes tels que :

$$C_1 = 2c^2h = 1,191062.10^{-16} \text{W.m}^2.\text{sr}^{-1} \quad \text{et} \quad C_2 = chk^{-1} = 1,4388.10^{-2} \text{m.K} \quad (3.2)$$

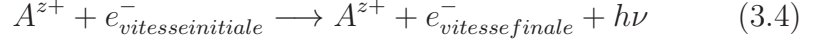
De tels plasmas sont optiquement épais et ne se rencontrent que dans les étoiles. Les plasmas étudiés dans l’industrie ou dans les appareillages de coupures sont optiquement minces, ils absorbent peu de photons, sauf à certaines longueurs d’onde. Le concept d’équilibre thermodynamique locale (ETL) postule que le rayonnement et les autres réactions sont gouvernés par les processus collisionnels [P.F95b]. Le rayonnement du type corps noir ne peut donc pas être utilisé comme tel pour faire des mesures de température sur un plasma. Le rayonnement du plasma comporte une composante continu qui provient :

- a) de la recombinaison d’électrons libres avec des ions (transition libre-liée) :



- b) de la déviation des électrons par des particules chargées, la déviation

provoque alors l'émission d'un photon. Ce phénomène est le bremsstrahlung (transition libre-libre) :



Les facteurs déterminant les coefficients nets de ces radiations sont complexes et ne sont pas le sujet de cette étude. Néanmoins, le rayonnement thermique du plasma dans les conditions de l'ETL est soumis à la loi de Kirchoff [G.T68] :

$$\varepsilon_\lambda = k(\lambda)L_\lambda^0(\lambda, T) \quad (3.5)$$

avec ε_λ la puissance volumique monochromatique rayonnée par le plasma, par unité d'angle solide ($\text{W.m}^{-3}.\text{nm}^{-1}.\text{sr}^{-1}$). Cette grandeur spectrométrique ne doit pas être confondue avec le facteur d'émissivité d'un corps qui rayonne, ce dernier facteur n'a pas d'unité ($\varepsilon_\lambda \neq \epsilon_\lambda$). Le facteur $k(\lambda)$ (m^{-1}) est le coefficient d'absorption du plasma à la longueur d'onde λ . Pour les plasmas optiquement minces, la luminance monochromatique est liée à puissance volumique monochromatique et à l'épaisseur l du plasma par la relation [FJ71]¹ :

$$L_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda \times l \quad (3.6)$$

d'où :

$$L_\lambda(\lambda, T) = k(\lambda)L_\lambda^0(\lambda, T) \times l \quad (3.7)$$

Le facteur $k(\lambda) \times l$ est sans unité, il dépend de la longueur d'onde et de la température. Ce facteur est analogue au facteur d'émissivité monochromatique ϵ_λ qui permet de caractériser le rayonnement thermique de tout corps réel, en fonction de la luminance du corps noir. En faisant l'hypothèse que l'émissivité monochromatique est la même pour deux longueurs d'onde très proches, il est possible d'estimer la température du plasma en réalisant le rapport de deux signaux émis à des fréquences proches. Cette méthode est appelée pyrométrie bicolore et s'appuie sur l'estimation des corps gris. Elle nécessite d'observer simultanément la lumière émise à deux longueurs d'ondes. Soit λ_1 et λ_2 les deux longueurs d'onde d'observation choisies, la luminance monochromatique pour chaque longueur d'onde est alors telle que :

$$L_\lambda(\lambda_1, T) = \epsilon_\lambda(T, \lambda_1) \frac{C_1 \lambda_1^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda_1 T}) - 1} \quad (3.8)$$

1. La relation décrite par [FJ71] concerne une luminance et une puissance volumique intégrées sur une faible plage de longueur d'onde correspondant à une raie, mais la relation est tout à fait transposable aux grandeurs monochromatiques.

et

$$L_{\lambda}(\lambda_2, T) = \epsilon_{\lambda}(T, \lambda_2) \frac{C_1 \lambda_2^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda_2 T}) - 1} \quad (3.9)$$

Avec $\epsilon_{\lambda}(T, \lambda)$ le facteur d'émissivité du corps réel. En faisant l'hypothèse d'une émissivité identique aux deux longueurs d'onde² λ_1 et λ_2 , le rapport des deux luminances donne :

$$\frac{L_{\lambda}(\lambda_2, T)}{L_{\lambda}(\lambda_1, T)} = \frac{L_{\lambda}^0(\lambda_2, T)}{L_{\lambda}^0(\lambda_1, T)} \quad (3.10)$$

Le rapport des deux luminances du corps gris est alors identique au rapport de luminance d'un corps noir. Il suffit donc de calculer ce rapport pour les mêmes longueurs d'onde avec la formule du corps noir à différentes températures et de le comparer au rapport de luminance expérimental pour en déduire la température.

Cette méthode très simple reste tout de même fortement limitée. En premier lieu, pour obtenir un rapport qui s'écarte suffisamment du bruit, il est nécessaire de choisir des longueur d'onde en rapport avec la température que l'on souhaite mesurer. En effet, il est par exemple inutile d'espérer mesurer un signal dans le visible pour une température de 273K. Il faut donc, en fonction des capteurs utilisés, choisir une bande de longueur d'onde qui produit un signal mesurable sans saturer le capteur. Plus le signal reçu par chacun des deux capteurs est important et moins le bruit a d'influence sur la détermination de la température. Si les longueurs d'onde sont choisies trop proches, le rapport est de faible amplitude, même s'il y a beaucoup de rayonnement dans la bande de fréquence choisie. Si les longueurs d'onde sont trop éloignées, l'erreur produite en considérant les émissivités proches peut être encore pire que si la température du corps gris était évaluée en considérant la même luminance qu'un corps noir.

Il existe notamment chez certains fabricants de capteurs bicolores un avertissement concernant cet effet [Lum11]. Ce problème fait qu'aucun des capteurs bicolores de l'industrie n'est adapté aux besoins de cette étude. Les plasmas peuvent présenter des émissivités très hétérogènes sur leur spectre ce qui rend l'hypothèse principale très incertaine. Il faut aussi s'assurer lorsque cette méthode est utilisée que le rayonnement discret ne perturbe pas la mesure qui doit être réalisée sur le fond continu du rayonnement. Il y a donc des difficultés pour utiliser cette méthode sur un plasma d'arc. La méthode

2. C'est l'approximation des corps gris, qui veut que le facteur d'émissivité ne varie pas avec la longueur d'onde.

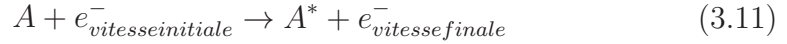
est cependant une alternative intéressante pour mesurer la température du conducteur durant la transition préarc-arc. Il convient alors de bien séparer le rayonnement issu du conducteur métallique de celui du plasma qui est surtout un rayonnement de raie.

3.1.2 Rayonnement discret

3.1.2.1 Origine du rayonnement de raie

Les rayonnements de raie sont le siège d'une grande quantité de phénomènes physiques qui permettent de réaliser des diagnostics, principalement de températures et de densités. Les phénomènes physiques et diagnostics explicités dans cette partie proviennent de la référence [FJ71] sauf mention contraire.

L'autre composante du rayonnement du plasma est discrète, elle provient des atomes ou ions qui sont excités par des collisions. Les électrons changent alors d'orbite électronique suivant des niveaux quantifiés. Lorsque les atomes ou ions se dés excitent les électrons regagnent un niveau d'énergie orbitale plus faible et émettent un photon.



Puis :

$$A^* \rightarrow A + h\nu \quad (3.12)$$

L'astérisque signifie que la particule est excitée. Du fait de la quantification de ces niveaux d'énergies haut et bas que peuvent prendre les électrons, les photons émis comportent des fréquences qui sont fixées par la constante de Planck :

$$E_h - E_b = h\nu \quad (3.13)$$

Le rayonnement discret ou rayonnement de raie est beaucoup plus important dans les plasmas d'arc que nous étudions. Cette étude est basée sur l'étude de ce rayonnement principalement. L'énergie libérée par unité de volume sur une durée dt est :

$$E = n \times h\nu_{k-j} \times dt \quad (3.14)$$

avec n le nombre de transitions par unité de volume et par unité de temps. L'énergie n'est pas stockée dans l'élément de volume, elle est ensuite échangée

avec le reste du milieu. Le nombre de transitions par unité de temps et de volume est directement relié à la densité n_k de l'espèce excitée au niveau d'énergie E_k et à la probabilité que la transition se passe de l'état k vers l'état j . Cette probabilité est exprimée en terme de nombre de transitions par unité de temps et est notée A_{kj} . Les valeurs de probabilités de transitions sont disponibles dans les tables du NIST [KYRa14]. On en déduit :

$$n = A_{kj} \times n_k \quad (3.15)$$

D'où la puissance rayonnée dP par unité de volume :

$$dP = A_{kj} n_k h \nu_{k-j} \quad (3.16)$$

Classiquement on fait l'hypothèse que cette puissance est rayonnée dans tout l'espace et donc dans les 4π stéradians. La puissance totale ε émise à une fréquence ν par unité de volume et par unité d'angle solide est donc :

$$\varepsilon = \frac{dP}{4\pi} = \frac{A_{kj} n_k h \nu_{k-j}}{4\pi} \quad (3.17)$$

Si ce rayonnement est perçu sur une profondeur l , on définit l'intensité I [FJ71] :

$$I = \varepsilon \times l = \frac{dP}{4\pi} = \frac{A_{kj} n_k h \nu_{k-j}}{4\pi} l \quad (3.18)$$

ou, exprimée par la longueur d'onde de la radiation :

$$I = \varepsilon \times l = \frac{dP}{4\pi} = \frac{A_{kj} n_k h c}{\lambda_{k-j} 4\pi} l \quad (3.19)$$

L'intensité³ I s'exprime en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Cette grandeur, bien qu'elle ne concerne qu'une seule longueur d'onde, n'est pas une luminance monochromatique (appelée parfois densité de luminance). En réalité les raies ne sont pas infiniment fines et leur puissance n'est pas concentrée en une longueur d'onde unique. Le profil des raies est en fait plus complexe qu'un simple Dirac et l'intensité définie précédemment résulte de l'intégration de la luminance monochromatique du profil de raie sur toute sa largeur spectrale, soit $I_{\lambda_0}(\lambda)$ la luminance monochromatique de la raie centrée sur λ_0 :

3. Il existe plusieurs définitions de l'intensité lumineuse. En spectrométrie, l'intensité lumineuse est le même type de grandeur qu'une luminance énergétique. Mais en radiométrie, elle représente uniquement un flux de puissance radiative par unité d'angle stéradian, elle s'exprime alors en W.sr^{-1} [Mey95]. Pour garder les mêmes conventions que dans les littératures spectroscopiques, la luminance des raies sera toujours appelée I , tandis que celle du fond continu sera notée L , mais ces grandeurs sont ici identiques.

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\lambda 0}(\lambda) d\lambda \quad (3.20)$$

L'intensité d'une raie est donc liée à la densité de l'espèce excitée qui la génère. Dans le cadre des hypothèses de l'ETL, une répartition selon la distribution de Boltzmann des particules excitées peut être utilisée pour relier cette densité à la température. La distribution de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{n_k}{N} = \frac{g_k e^{\frac{-E_k}{k_B T_{exc}}}}{Z(T_{exc})} \quad (3.21)$$

avec $Z(T_{exc})$ la fonction de partition de l'espèce considérée (dans cette étude uniquement le cuivre neutre), N la densité totale de l'espèce, g_k la dégénérescence de l'état excité k et k_B la constante de Boltzmann[P.F95a]. La température T_{exc} est la température d'excitation. Dans le cas de l'équilibre thermique, cette température ne varie pas des températures cinétiques des électrons T_e et des lourds T_L .

3.1.2.2 Mesure de la température avec les spectres de raie

Pour déterminer la température d'excitation à partir de l'intensité spectrale il est nécessaire de connaître la fonction de partition de l'espèce ainsi que sa densité totale. Les densités de particules dans les plasmas d'arc étudiés varient beaucoup puisqu'une importante érosion est à la base même de l'amorçage. Pour une même espèce, il est possible de s'affranchir de ces deux paramètres en faisant le rapport de l'intensité spectrale des deux raies. En effet, les fonctions de partition sont identiques et les densités totales N aussi. On prend donc les intensités de deux raies respectivement de transition entre les niveaux k_1 et j_1 et de transition entre les niveaux k_2 et j_2 :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 A_{k_1 j_1} g_1}{\lambda_1 A_{k_2 j_2} g_2} \times e^{\frac{E_{k_2} - E_{k_1}}{k_B T_{exc}}} \quad (3.22)$$

La température d'excitation est donc :

$$T_{exc} = \frac{E_{k_2} - E_{k_1}}{k \times \ln\left(\frac{I_1 \lambda_1 A_{k_2 j_2} g_2}{I_2 \lambda_2 A_{k_1 j_1} g_1}\right)} \quad (3.23)$$

La technique du rapport de raie dépend en partie de la précision des facteurs A_{kj} et de la précision de l'évaluation des niveaux d'énergie haut de chaque transition. Lorsque la différence entre ces deux niveaux haut est inférieure à 2 eV, la méthode ne peut plus être appliquée car elle devient beaucoup

trop incertaine [G.T68]. Une autre méthode d'évaluation de la température à partir des raies spectroscopiques est appelée pente de Boltzmann. Dans le cas de l'ETL où les niveaux de peuplement d'énergie suivent la loi de Boltzmann, l'expression de l'intensité lumineuse obtenue à partir des équations 3.21 et 3.19 est :

$$I = \frac{A_{kj}hcN}{Z(T_{exc})\lambda_{k-j}4\pi} g_k e^{\frac{-E_k}{k_B T_{exc}}} \quad (3.24)$$

d'où :

$$\ln \left(\frac{I\lambda_{k-j}}{A_{k-j}g_k} \right) = \ln \left(\frac{Nhc}{Z(T_{exc})} \right) + \frac{-E_k}{k_B T_{exc}} \quad (3.25)$$

Le tracé de la caractéristique $\ln \left(\frac{I\lambda_{k-j}}{A_{k-j}g_k} \right) = f(E_k)$ est donc une fonction linéaire dont la pente dépend directement de la température d'excitation. Le terme $\ln \left(\frac{Nhc}{Z(T_{exc})} \right)$ dépend de la profondeur d'intégration du flux lumineux, de la température et de la densité totale de l'espèce neutre. Une méthode numérique de régression linéaire permet alors de retrouver la température d'excitation du plasma d'arc.

Si la température d'excitation est mesurée, il est a priori possible d'après 3.21 et 3.25 de calculer la densité de l'espèce neutre en calculant la fonction de partition. Mais pour cela, il est nécessaire de connaître la profondeur l d'intégration du flux lumineux. Dans le cas des plasmas cylindriques épais, les températures sont rarement homogènes entre le centre du plasma et sa périphérie. Pour prendre en compte les absorptions et les contributions de chacune des couches de plasma réparties autour de la couche centrale, les études spectroscopiques ont recours à l'inversion d'Abel qui est totalement exclue pour l'étude du plasma d'arc des fils explosés car il n'est pas stable dans le temps et l'espace. Dans le cadre de cette étude le plasma est considéré comme optiquement mince et homogène (ETL), cependant la profondeur d'intégration l est inconnue. Même en réalisant un étalonnage en unité absolue de la chaîne d'acquisition, il ne serait donc pas possible de déterminer une intensité absolue et donc la densité des espèces du plasma.

3.1.2.3 Élargissement des raies

L'intensité I se répartit sur une petite bande spectrale. Les profils de raie sont alors caractérisés par :

- a) une longueur d'onde centrale λ_0 pour laquelle la luminance monochromatique est maximum ;
- b) une largeur à mi-hauteur $\delta\lambda$ qui correspond à l'écart entre les deux longueurs d'ondes pour lesquels la luminance monochromatique est réduite de moitié (figure 3.2).

$$\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \quad (3.26)$$

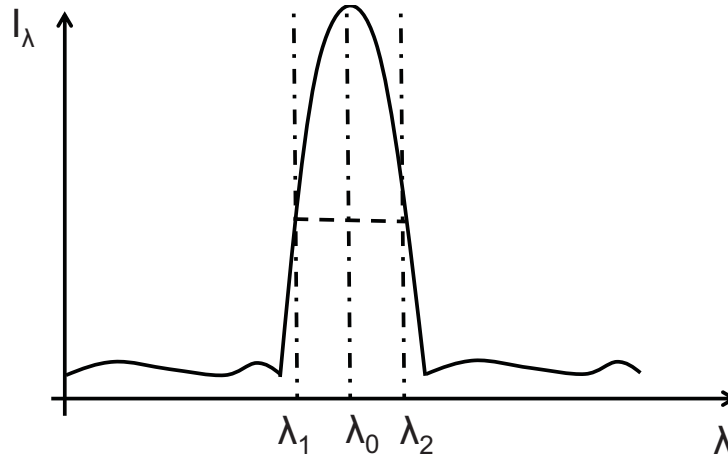


FIGURE 3.2 – Profil standard d'une raie d'émission d'un gaz.

Les profils de raie prennent des formes qui dépendent des mécanismes physiques responsables des élargissements. Chaque mécanisme d'élargissement peut être associé à un profil gaussien ou lorentzien. Les différents élargissements sont les suivants.

- a) Elargissement naturel : il provient d'une incertitude sur les niveaux d'énergie E_k et E_j . Cet élargissement gaussien, dans le visible, est typiquement de l'ordre 10^{-4}nm [W.B00], ce qui est négligeable.
- b) Elargissement Doppler : cet élargissement vient de la vitesse des particules qui émettent les photons. Dans le cadre des hypothèses de l'ETL la distribution des vitesses est maxwellienne, le profil est gaussien [FJ71] et son expression est [Bez97] :

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda} \times \exp\left(-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right) \quad (3.27)$$

avec

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \left(\frac{2kT}{Mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.28)$$

La largeur à mi-hauteur est alors :

$$\delta\lambda = 2(\ln(\Delta\lambda_D))^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

d'où :

$$\delta\lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (3.30)$$

La largeur à mi-hauteur due à l'effet Doppler donnée par [FJ71] est exprimée par une largeur de fréquence à mi-hauteur telle que :

$$\delta\nu = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu \left(\frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.31)$$

avec M la masse molaire de l'élément qui rayonne (pour le cuivre $M=63,546 \text{ g.mol}^{-1}$). En fait, la variation de longueur d'onde peut s'exprimer par :

$$\Delta\lambda = c \left(\frac{1}{\nu_2} - \frac{1}{\nu_1} \right)$$

d'où :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \nu \left(\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1 \nu_2} \right)$$

avec ν la fréquence correspondant à la longueur d'onde centrale de la raie. Pour un profil de raie, les fréquences ν_1 et ν_2 sont extrêmement proches d'où : $\nu_1 \nu_2 \approx \nu^2$. Il vient donc :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{-\Delta\nu}{\nu}$$

La variation relative de fréquence est donc la même à un signe près que la variation relative de longueur d'onde. Cela explique que la formule 3.31 puisse être utilisable avec une fréquence ou une longueur d'onde. Le tableau 3.1 donne une application numérique de la formule 3.31. Les élargissements Doppler ont donc une influence sur l'élargissement des profils de raie d'un ordre de grandeur 10^{-2} - 10^{-3} nm.

T (K)	$\delta\lambda$ à 510nm (nm)	$\delta\lambda$ à 515nm (nm)	$\delta\lambda$ à 521 nm (nm)
4000	0,002901	0,002928	0,002965
10000	0,004586	0,004629	0,004687

Tableau 3.1 – Élargissement Doppler pour trois raies de cuivre pour deux températures différentes.

- c) Elargissement de pression : l'atome qui rayonne subit des interactions avec les particules environnantes. Plus la pression est élevée et plus ces interactions sont importantes. Elles aboutissent à un profil de raie lorentzien [O.V95] :

$$P_L(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\lambda}{(\lambda - \lambda_0 - d)^2 + (\frac{\delta\lambda}{2})^2} \quad (3.32)$$

La variable d correspond à un déplacement en longueur d'onde du centre de la raie vers une autre valeur que la valeur propre du rayonnement. Les interactions sont de deux types.

- 1) Interaction avec des particules chargées : c'est l'élargissement Stark. Les particules chargées autour du noyau émetteur créent un champ électrique qui perturbe les niveaux d'énergie électronique de l'atome (ou de l'ion). Pour les espèces neutres (ce qui concerne principalement cette étude) [IJ71] :

$$2\delta\lambda = 11,37 C_4^{\frac{2}{3}} V_e^{\frac{1}{3}} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (3.33)$$

avec V_e la vitesse de l'électron, N_e la densité d'électron et C_4 la constante de l'élargissement Stark (spécifique à la transition). Elle permet de constater que l'élargissement Stark dépend de la densité électronique et de la température des électrons T_e car V_e peut être approximé par :

$$V_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (3.34)$$

avec m_e la masse de l'électron.

Dans les conditions d'équilibre, cette température peut être approximée par T_{exc} , calculée à l'aide du rapport des raies. L'élargissement Stark est donc un indicateur de la densité électronique. Pour les raies de cuivre utilisées dans l'étude, la formule provient

de la définition de Konjevic [Na86] qui fournit des élargissements retravaillés :

$$\delta\lambda = 2 \left[1 + 1,75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} A \left(1 - 0,068 N_e^{1/6} T^{-1/2} \right) \right] 10^{-16} w_e N_e \quad (3.35)$$

où w_e est une grandeur exprimée en nm et fournie par Konjevic [Na86] pour différentes températures et longueurs d'onde. Le tableau 3.2 donne la constante A et la grandeur w_e pour plusieurs raies de cuivre.

λ (nm)	T (K)	w_e (nm)	A
510,554	5000	0,00082	0,010
	10000	0,00106	0,008
	20000	0,00131	0,007
515,554 et 521,82 et 522,007	5000	0,0156	0,061
	10000	0,0160	0,0059
	20000	0,0156	0,0060

Tableau 3.2 – Paramètres pour l'évaluation de l'élargissement Stark de plusieurs raies de cuivre neutre [Na86].

Une application numérique de ces paramètres est donnée dans le tableau 3.3

λ (nm)	T (K)	$\delta\lambda$ (10^{-3} nm)
510,554	10000	2,14
515,324		34,3
521,82		34,3
522,007		34,3

Tableau 3.3 – Application numérique de la formule (3.35) pour une densité électronique $N_e=10^{16}\text{cm}^{-3}$.

Les élargissement Stark sont donc sensiblement plus importants que les élargissements Doppler pour les températures et densités considérées mais l'ordre de grandeur est le même.

- 2) Interaction avec des particules neutres : il existe deux mécanismes d'élargissement. Le premier est l'élargissement de résonance dont la largeur a mi-hauteur est [WW06] :

$$\delta\lambda = 2 \times 8,6.10^{-30} \sqrt{\frac{g_f}{g_r}} N_0 \lambda^2 \lambda_r f_r \quad (3.36)$$

Avec g_r le poids statistique du niveau résonant, g_f le poids statistique du niveau fondamental, N_0 la densité d'atome au niveau fondamental, f_r la force d'oscillateur et λ_r la longueur d'onde de la raie de résonance. Cet élargissement est causé par un neutre de la même espèce mais n'existe que pour les raies dont le niveau bas est le niveau fondamental [G.T68]. Pour les raies considérées dans cette étude le niveau bas n'est jamais le niveau fondamental, ce facteur d'élargissement est donc écarté. Lorsque le perturbateur est d'une espèce différente, ou d'une espèce identique mais que la transition étudiée n'est pas couplée au niveau fondamental, l'élargissement est celui de Van der Waals. La largeur à mi-hauteur définie est alors [DKP79] :

$$\delta\lambda[A] = 17,0 C_6^{2/5} V_N^{3/5} N_0 \frac{\lambda^2}{2\pi c} 10^8 \quad (3.37)$$

Cette largeur est définie en Angström, pourvu que λ soit exprimé en cm, N_0 en cm^{-3} et c et V_N en cm.s^{-1} . N_0 représente la densité de l'atome neutre perturbateur. La valeur de C_6 est donnée par [DKP79] pour deux raies de cuivre dans le tableau 3.5. La valeur de V_N est définie par [DKP79] :

$$V_N = \sqrt{\frac{8RT}{\pi} \left(\frac{1}{\mu_{cu}} + \frac{1}{\mu_N} \right)} \quad (3.38)$$

μ_{cu} et μ_N sont les masses des atomes neutres respectivement perturbé et perturbateur, elles sont exprimées en unité de masse atomique. Dans cette étude, les perturbateurs peuvent être le dioxygène, le diazote ou le cuivre⁴. Le tableau 3.4 donne les masses de chaque atome neutre du mélange gazeux intervenant dans cette étude.

Dans un souci de clarté, la formule (3.37) est réécrite et devient celle de l'équation (3.39) pour être utilisée avec les unités du système international :

4. Si le perturbateur est le cuivre, l'élargissement est à prendre en compte si le niveau de la transition n'est pas couplé au niveau fondamental, dans le cas contraire l'élargissement est bien inférieur à la résonance [Ja95]. Il est à noter que la référence [G.T68] ne considère l'élargissement Van der Waals que si les atomes émetteurs et perturbateurs sont de nature différente.

Atome perturbateur	Cu	O	N
Masse normalisée (g.mol ⁻¹)	63,546	15,9994	14,0067
Masse (kg)	1,0552.10 ⁻²⁵	2,6568.10 ⁻²⁶	2,3259.10 ⁻²⁶

Tableau 3.4 – Masse atomique normalisée des atomes neutres composant le plasma d’arc.

λ (nm)	C_6 (cm ⁶ .s ⁻¹)	C_6 (m ⁶ .s ⁻¹)
510,6	-1,7.10 ⁻³²	-1,7.10 ⁻⁴⁴
515,32	-1,7.10 ⁻³¹	-1,7.10 ⁻⁴³

Tableau 3.5 – Coefficients des élargissements Van Der Waals [DKP79].

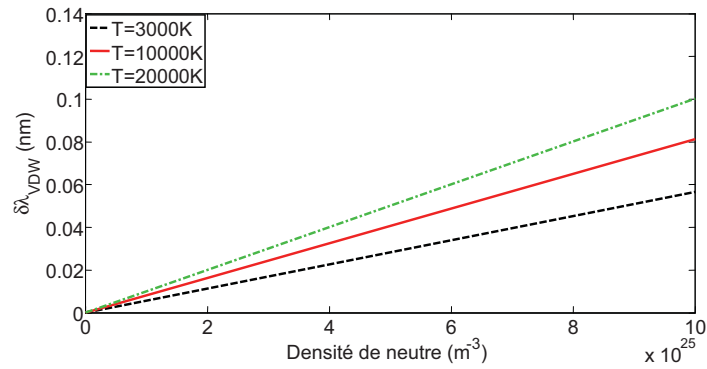
$$\delta\omega[m] = 17,0 C_6^{2/5} V_N^{3/5} N_0 \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (3.39)$$

Toutes les grandeurs dans cette formule sont utilisées avec les unités SI. La vitesse V_N est alors évaluée par :

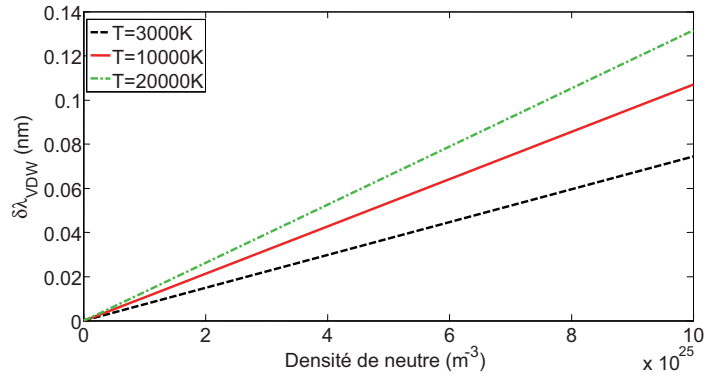
$$V_N = \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_{cu}} + \frac{1}{m_N} \right)} \quad (3.40)$$

Les élargissements sont calculés pour trois températures différentes en fonction de la densité. Les résultats sont donnés par la figure 3.3 pour la raie centrée à 510,55 nm et par la figure 3.4 pour la raie à 515,32 nm.

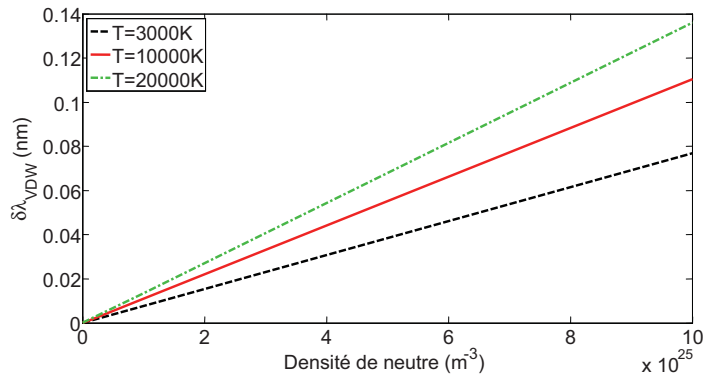
Les élargissements de Van der Waals sont du même ordre de grandeur pour les deux raies centrées à 510 et 515 nm. Il est visible que les élargissements sont sensiblement plus importants pour des perturbateurs du type oxygène et azote du fait de leur masse plus faible. Cependant, d’une part les élargissements ne sont pas calculés pour des molécules de diazote et dioxygène et d’autre part, le processus même de création du plasma d’arc laisse supposer que la densité de ces particules sera très fortement inférieure à celle des atomes de cuivre. Il a donc été décidé de les négliger dans la suite de l’étude. Il est visible également que pour les basses pressions, ces effets d’élargissements sont négligeables. Par exemple, pour une pression de 10mbar correspondant à une densité de 10²³m⁻³ l’élargissement est de 10⁻⁵nm et pour une pression de 100mbar correspondant à une densité de 10²⁴m⁻³ l’élargissement est de 10⁻³nm. Le calcul montre que les élargissements de Van Der Waals deviennent comparables aux élargissements Stark lorsque la pression



(a) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 510,55 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome de cuivre.

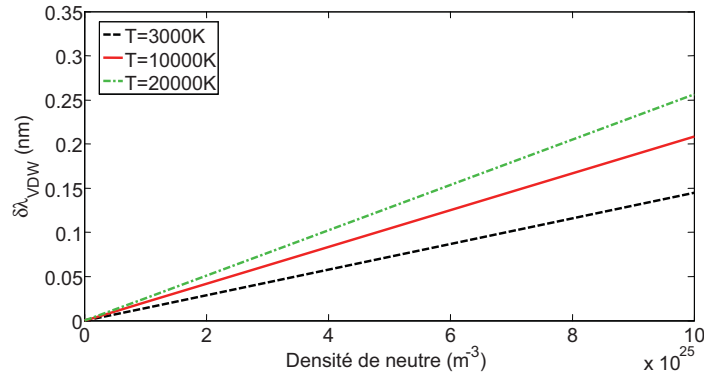


(b) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 510,55 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome d'oxygène.

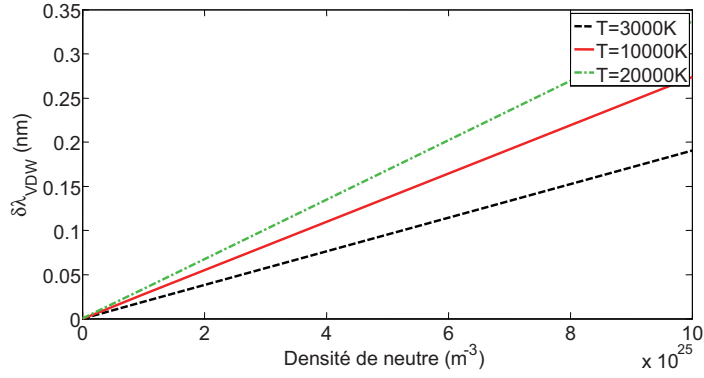


(c) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 510,55 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome d'azote.

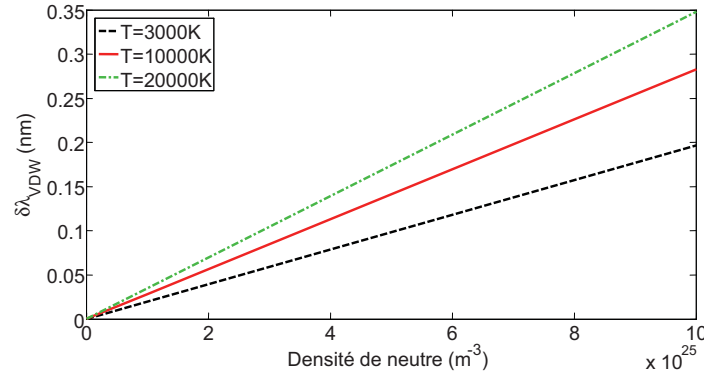
FIGURE 3.3 – Elargissement de Van der Waals de la raie centrée à 510,55nm en fonction de plusieurs perturbateurs .



(a) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 515,32 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome de cuivre.



(b) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 515,32 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome d'oxygène.



(c) Elargissement de Van der Waals de la raie de cuivre centrée à 515,32 nm en fonction de la densité dans le cas d'une perturbation par un atome d'azote.

FIGURE 3.4 – Elargissement de Van der Waals de la raie centrée à 515,32nm en fonction de plusieurs perturbateurs .

augmente jusqu'à la pression atmosphérique. Pourtant, leur effet est souvent négligé. Une étude réalisée sur des raies métalliques d'aluminium dans des conditions similaires de pression et de température évalue l'élargissement de Van Der Waals à 10^{-3} nm [Ca93] et la référence [G.T68] précise que les élargissements de raie dus aux atomes neutres ne sont significatifs que lorsque leur densité est au moins 1000 fois plus importante que celle des particules chargées. Sans connaître le rapport entre la densité des électrons et celle des neutres, il est donc difficile de conclure sur le fait que ces élargissements Van Der Waals avec du cuivre comme perturbateur doivent être négligés ou non.

3.1.2.4 Profil de Voigt

Il résulte de tous ces élargissements que la raie, lorsque la pression n'est pas trop importante, a un profil dit de Voigt [O.V95]. Ce profil est le résultat de la convolution des profils gaussien et lorentzien dus respectivement à l'élargissement Doppler et à l'élargissement de pression. La largeur à mi-hauteur du profil final de la raie $\delta\lambda_{finale}$ est telle que :

$$\delta\lambda_{finale} = 0,5346\delta\lambda_L + \sqrt{0,2166\delta\lambda_L^2 + \delta\lambda_G^2} \quad (3.41)$$

L'expression du profil de Voigt est donnée par [Ori] :

$$P_{\lambda_0}(\lambda) = A \frac{2 \ln(2)\delta\lambda_L}{\pi^{\frac{3}{2}}\delta\lambda_G^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln(2)}\frac{\delta\lambda_L}{\delta\lambda_G}\right)^2 + \left(\sqrt{4\ln 2}\frac{\lambda-\lambda_0}{\delta\lambda_G} - t\right)^2} dt \quad (3.42)$$

Ce profil, utilisé pour réaliser un ajustement sur les profils de raie qui sont fournis par le spectromètre, n'est pas normalisé à la différence des profils précédents. En effet, les profils gaussien et lorentzien donnés par les équations (3.27) et (3.32) sont normalisés dans le sens où leur intégration entre l'infini négatif et l'infini positif donne 1. L'intégration du profil de Voigt tel qu'il est donné en équation 3.42 donne la valeur A . Ce coefficient représente l'aire totale de la raie spectrale observée. La grandeur représentée par A est l'intensité I . L'ajustement numérique des profils de raie par un profil de Voigt permet de déterminer la contribution de chaque élargissement gaussien et lorentzien. Il reste à préciser que les profils de raie sont accompagnés d'un continuum qui ne fait pas partie du mécanisme d'émission décrit précédemment. Ce continuum est plus à rapprocher du rayonnement de type corps gris émis par le plasma d'arc. Même si ce rayonnement reste faible en comparaison, sa composante doit être prise en compte afin que le traitement ne soit

réalisé que sur la raie seule. Le profil de Voigt tenant compte du continuum est alors :

$$P_{\lambda_0}(\lambda) = A \frac{2 \ln(2) \delta \lambda_L}{\pi^{\frac{3}{2}} \delta \lambda_G^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln(2) \frac{\delta \lambda_L}{\delta \lambda_G}} \right)^2 + \left(\sqrt{4 \ln 2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\delta \lambda_G} - t \right)^2} dt + y_0 \quad (3.43)$$

avec y_0 représentant le continuum sur lequel la raie se superpose. Le calcul numérique par le logiciel Origin utilise des algorithmes d'ajustement décrits dans : [J.H78] et [R.J97]. Pour les élargissements de pression, la largeur lorentzienne totale est la somme⁵ des n contributions lorentziennes [Ja95] :

$$\delta \lambda_L = \sum_i^n \delta \lambda_{Li} \quad (3.44)$$

En ce qui concerne les élargissements gaussiens, il a été vu que seul l'effet Doppler parmi les deux présentés précédemment peut avoir une influence significative. Il existe cependant un dernier paramètre d'élargissement gaussien qui ne dépend pas du plasma mais du capteur qui permet de l'observer. La boîte de transfert ou fonction d'appareil du spectromètre applique un profil gaussien à tout Dirac qui lui est présenté en entrée. Ce profil gaussien est convolué au rayonnement de raie issu du plasma. Soit $\delta \lambda_a$ l'élargissement gaussien de la fonction d'appareil, la largeur à mi-hauteur totale gaussienne est donc [Ja10] :

$$\delta \lambda_G = \sqrt{\delta \lambda_D^2 + \delta \lambda_a^2} \quad (3.45)$$

La largeur de la fonction d'appareil peut être déterminée à l'aide d'une lampe de calibration en longueur d'onde produisant un rayonnement de raie dont les largeurs sont suffisamment fines pour que tout élargissement retranscrit par le capteur ne soit dû qu'à l'appareil. Dans cette étude, la lampe utilisée est une lampe à vapeur de mercure-cadmium. Le tableau 3.6 donne la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil déterminée pour le spectromètre utilisé en fonction du réseau choisi et pour les longueurs d'onde étudiées.

D'après le tableau 3.6, il est clair que dans cette étude, l'élargissement principal provient de la fonction d'appareil. En fonction des paramètres expérimentaux, les observations spectrométriques seront donc analysées en faisant certaines hypothèses qui seront précisées pour chaque cas.

La puissance ε ($\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$) rayonnée par unité de volume et d'angle solide, calculée pour chaque transition et assimilable à un Dirac de puissance

5. Il est entendu d'après les définitions précédentes que n ne peut être plus grand que 3.

Réseau (tr/mm)	$\delta\lambda_a$ (nm)	Incertitude (nm)
50	1,403	$\pm 0,014$
600	0,1117	$\pm 0,0018$

Tableau 3.6 – Largeur à mi-hauteur de la fonction d’appareil du spectromètre pour les deux réseaux utilisés dans l’étude

pour une longueur d’onde λ_0 , est donc répartie suivant un profil de Voigt normalisé $P_{N\lambda_0}(\lambda)$. Si on définit une puissance volumique monochromatique correspondant à la même transition de longueur d’onde λ_0 , son expression est donnée en $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ par :

$$\varepsilon_\lambda(\lambda) = \varepsilon \times P_{N\lambda_0}(\lambda) \quad (3.46)$$

De même l’intensité monochromatique $I_\lambda(\lambda)$ ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$) est obtenue à partir de l’intensité lumineuse correspondant à chaque transition I ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) :

$$I_\lambda(\lambda) = I \times P_{N\lambda_0}(\lambda) \quad (3.47)$$

L’indice λ_0 est ajouté pour décrire que le profil d’élargissement dépend de la longueur d’onde centrale. Quand un signal de raie est observé à l’aide d’un spectromètre par exemple, c’est bien une densité d’intensité ou intensité monochromatique que l’on observe⁶. L’intensité est obtenue en intégrant l’intensité monochromatique sur tout le profil de la raie.

Pour des transitions d’énergie assez proche, concernant le même élément, on peut supposer que les profils de raie ont les mêmes élargissements. Dans cette hypothèse, les hauteurs centrales des raies suivent la même évolution et le rapport des aires des raies est le même que celui de leurs sommets⁷. La méthode du rapport des raie peut donc utiliser l’amplitude centrale des profils de raie pour déterminer la température sans modifier significativement le résultat. Lorsque des raies sont beaucoup plus élargies que d’autres, cette

6. A ceci près, bien sûr, que le spectromètre ne fournit pas une valeur en continu d’un flux d’intensité mais, en réalité, une intégration de ce flux sur une durée choisie d’exposition. A proprement parler, l’image d’un spectre est donc une image énergétique, qui, pour une durée très brève, est une image de l’intensité si l’hypothèse de son invariance est faite sur la période d’intégration. Cette nuance sera explicitée dans la section 3.2. Elle revêt une faible importance concernant l’exploitation des raies telle qu’elle est faite dans cette étude mais ne serait pas négligeable pour la détermination d’une vraie puissance par une méthode absolue. Le temps d’exposition dans ce cas est d’une grande importance dans le calcul.

7. Cela est vrai s’il n’y a pas d’absorption

approximation est fausse, il est alors impératif de faire le rapport des aires. Dans cette étude, les deux méthodes ont été utilisées sans qu'il n'ait été observé de différences significatives.

Le tableau 3.7 liste les différentes raies sélectionnées. La sélection a été réalisée en prenant les raies les plus énergétiques, les plus connues ou étudiées, ayant les probabilités de transition les plus importantes et, expérimentalement, étant les plus visibles. Ce tableau montre que les niveaux d'énergies inférieurs et supérieurs des différentes transitions peuvent être extrêmement proches. La méthode de détermination de la température utilisant le rapport des raies, qui nécessite une différence d'énergie de transition supérieure d'au moins 2 eV, ne peut donc être envisagée qu'entre la raie centrée à 510 nm et les autres.

λ (nm)	A_{kj} (s^{-1})	$g_k - g_j$	$E_k - E_j$ (eV)
510,554	$2,0 \cdot 10^6$	4 - 6	3,8166918 - 1,3889476
515,324	$6,0 \cdot 10^7$	4 - 2	6,1911749 - 3,7858975
521,82	$7,5 \cdot 10^7$	6 - 4	6,1920249 - 3,8166918
522,007	$1,5 \cdot 10^7$	4 - 4	6,1911749 - 3,8166918

Tableau 3.7 – Raies sélectionnées pour le diagnostic optique du plasma d'arc provenant de l'explosion des fils de cuivre.

3.2 Mesures optiques

3.2.1 Transmission du rayonnement jusqu'aux capteurs optiques

La mesure est réalisée de deux manières différentes au cours de l'étude. La première méthode consiste à utiliser une fibre optique visant directement le fil. La deuxième est d'utiliser un collimateur couplé à la fibre optique. Un calcul de transmission du rayonnement a été effectué pour chaque méthode. La connaissance de ce facteur permet entre autre de choisir les bons capteurs optiques.

3.2.1.1 Mesure en direct par fibre optique

L'avantage de la mesure directe par fibre optique réside dans le fait que sa visée n'est pas aussi réduite qu'en passant par une collimation, de plus elle rend le système de mesure mécaniquement plus simple. En revanche, la

visée d'éléments géométriques compliqués rend difficile le calcul du taux de transfert radiatif par la fibre optique. Un calcul a été entrepris pour estimer le taux de transmission du flux lumineux entre le fil fusible et la fibre optique. Lorsqu'une surface élémentaire dS' émet un rayonnement vers une surface dS , le rayonnement accepté par la surface dS dépend de son orientation et de sa taille. La formule de base du transfert de flux entre ces deux surfaces [F.M03] [Cab96] est donné par 3.48 :

$$d\phi = \frac{L_e \times dS \times dS' \times \cos(\theta) \times \cos(\theta')}{d^2} \quad (3.48)$$

avec ϕ le flux lumineux en W et L_e la luminance de la surface émettrice en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Les angles θ et θ' correspondent aux angles respectifs formés par les directions normales des deux surfaces élémentaires avec la droite reliant les deux centres de ces surfaces (figure 3.5).

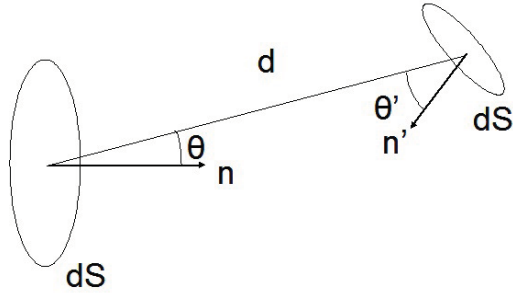


FIGURE 3.5 – Transmission du flux lumineux entre deux surfaces.

L'équation (3.48) qui ne vaut que pour les surfaces élémentaires doit être intégrée pour les surfaces qui sont celles de la zone de fil visée et de la section intégratrice de la fibre optique. Cependant, le calcul est rendu plus compliqué car la fibre optique ne transmet pas tout le rayonnement se présentant à sa surface. En effet, les fibres optiques présentent un cône d'acceptation standard dont le demi-angle d'ouverture est $\theta=12,7^\circ$ (figure 3.6)⁸.

Ainsi tout rayonnement se présentant à la fibre avec un angle supérieur à $12,7^\circ$ par rapport à la normale à la surface réceptrice ne sera pas transmis. La surface visée par la fibre optique dépend directement de la distance qui sépare la fibre de l'objet. La tache de visée sera naturellement la base du cône d'acceptation de la fibre dont les génératrices partent de la périphérie du coeur de la fibre. Néanmoins, du fait de l'angle limite d'acceptation il faut

8. Les fibres optiques sont définies par leur ouverture numérique tel que $ON=\sin(\theta)$ avec θ le demi angle d'ouverture. Dans le cas standard et pour les fibres utilisées $ON=0,22$.

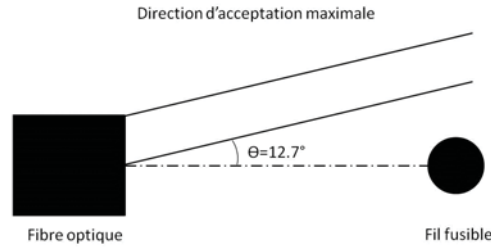


FIGURE 3.6 – Cône d'acceptation de la fibre optique.

prendre en compte que tous les points situés dans cette tache ne verront pas forcément leur rayonnement transmis de manière homogène. Les points de l'objet sur la périphérie de la tache compteront donc moins que ceux situés dans le centre car une partie de leur rayonnement qui touchera la fibre le fera avec un angle dépassant son acceptation (figure 3.8).

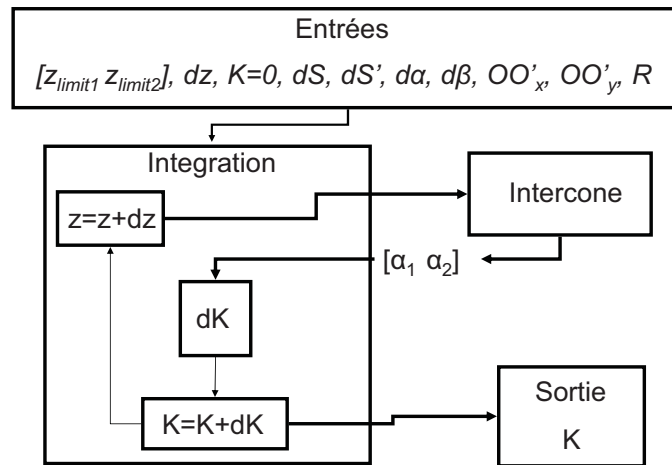


FIGURE 3.7 – Diagramme de fonctionnement du programme "integration".

Pour calculer le taux de transmission de lumière entre la tache visée sur l'objet et la fibre optique, un programme prenant en compte tous ces critères a été réalisé (annexe D). Le programme subdivise la surface de la fibre optique en une multitude de petites surfaces élémentaires réceptrices. Pour chacune de ces surfaces, une tache de visée sur le fil est calculée. La tache de visée est alors elle-même subdivisée en petites surfaces élémentaires émettrices. Le calcul de transfert de flux lumineux peut alors être réalisé entre ces surfaces élémentaires selon l'équation (3.48).

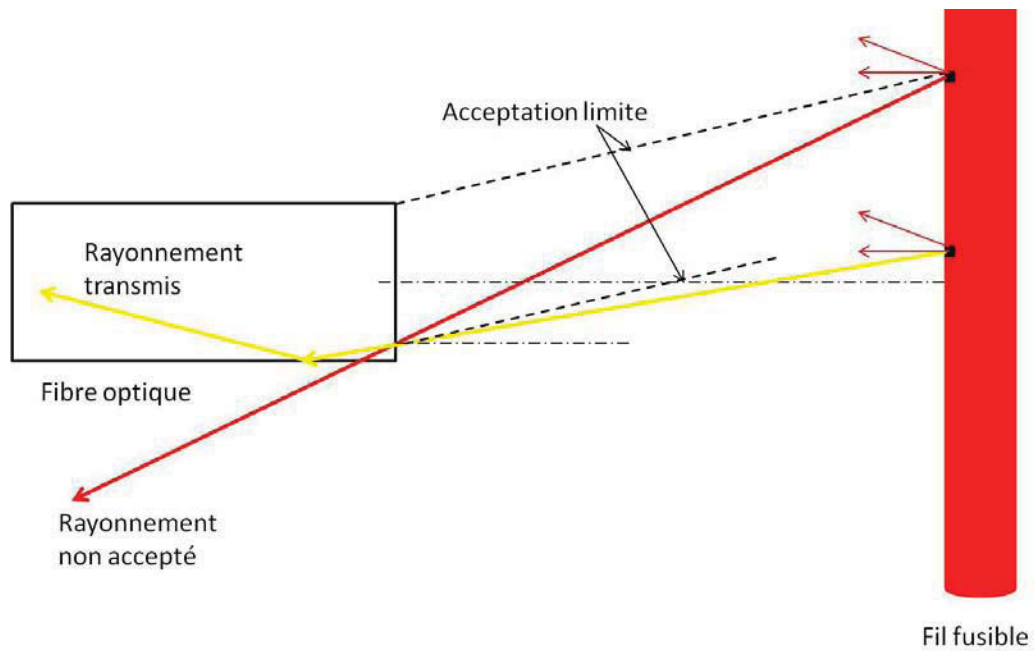


FIGURE 3.8 – Transmission du rayonnement par la fibre optique, en jaune le rayonnement transmis, en rouge celui sortant.

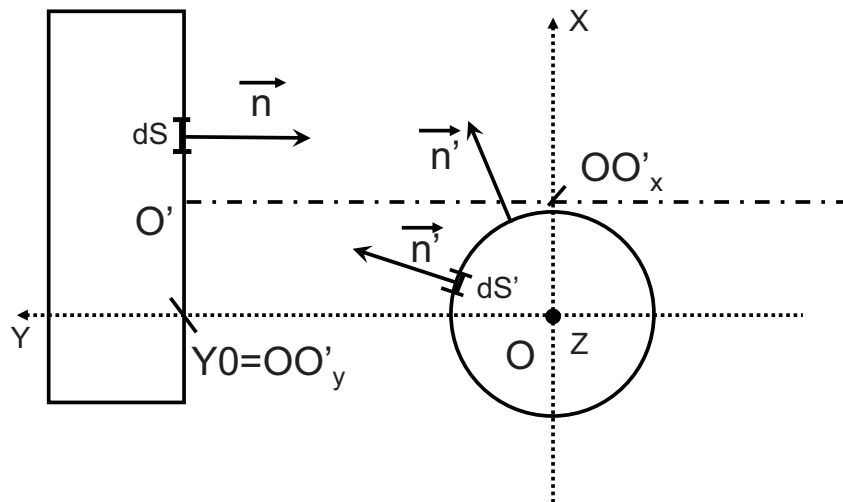


FIGURE 3.9 – Décalage possible de la fibre par rapport au fil et illustration des vecteurs normaux aux surfaces dS et dS' . Pour les surfaces dS , le vecteur \vec{n} ne change pas, pour les surfaces dS' , la direction du vecteur \vec{n}' dépend de la position de la surface sur le fil.

La programmation est effectuée dans l'environnement Matlab. Le programme est composé d'un programme principal qui réalise le calcul intégral et d'un sous-programme qui recherche les intersections entre les cônes d'acceptance issus de chaque surface élémentaire de la fibre et l'objet fil. Ce sous-programme nommé "intercone" définit ainsi les bornes d'intégration du calcul intégral pour chaque surface élémentaire de la fibre en résolvant, pour chaque coordonnée z de l'axe Z, une équation dont les deux membres sont l'équation géométrique du cône issu de la fibre et l'équation géométrique du fil cylindrique (figure 3.12a). Le fonctionnement du programme est donné figure 3.7.

Le paramétrage géométrique est ainsi réalisé. Le fil fusible est un cylindre parfait dont l'axe est confondu avec l'axe Z. Les axes X, Y et Z se coupent de manière à former l'origine O d'un repère orthonormé. Dans cette étude l'axe de la fibre est toujours considéré comme parallèle au vecteur normal à la surface de la fibre optique. Cependant, si dans le cas idéal (représenté par la suite dans la plupart des figures) l'axe de la fibre et l'axe Y sont confondus, il peut arriver qu'il y ait un décalage vertical (donc sur X) entre les deux axes (figure 3.9). Le programme prend en compte cette possibilité pour évaluer plus tard l'influence de ce décalage sur le facteur de transmission. Le point O' est défini comme le point au centre de la fibre optique, les vecteurs $\overrightarrow{O'dS}$ sont déterminés en utilisant le même repère orthonormé que celui utilisé pour évaluer les vecteurs $\overrightarrow{OdS'}$ avec toujours dS' la surface du fil qui émet et dS la surface de la fibre qui absorbe le flux. En ce qui concerne la fibre optique, chaque surface élémentaire est localisée en fonction du rayon R et de l'angle β (figure 3.10). Les coordonnées du vecteur $\overrightarrow{O'dS}$ sont alors représentées par :

$$\overrightarrow{O'dS} = \begin{pmatrix} R \times \sin(\beta) \\ 0 \\ -R \times \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

Le vecteur qui relie l'origine O à chaque élément dS est donc $\overrightarrow{OdS} = \overrightarrow{OO'} + \overrightarrow{O'dS}$. Les coordonnées de chaque surface dS sont donc :

$$\overrightarrow{OdS} = \begin{pmatrix} OO'_x \\ OO'_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R \times \sin(\beta) \\ 0 \\ -R \times \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

Chaque élément de surface dS de la fibre et de coordonnée (x_0, y_0, z_0) admet un cône d'acceptation dont l'équation est donnée par (3.2.1.1). Une représentation de deux cônes d'acceptation issus de deux surfaces élémen-

taires de la fibre optique et rencontrant la surface du fil est donnée figure 3.11 pour illustrer l'aspect tridimensionnel du problème.

$$\begin{cases} x_0 = R \times \sin(\beta) + OO'_x \\ y_0 = OO'_y \\ z_0 = -R \times \cos(\beta) \\ (x - x_0)^2 + (z - z_0)^2 = (y - y_0)^2 \tan(\theta)^2 \end{cases}$$

avec θ l'angle d'acceptance de la fibre. Le sous-programme "intercone" recherche alors les coordonnées d'intersection avec le cylindre dont l'équation est donnée par (3.51) (la longueur du fil étant très grande comparée à la tache de visée du fil) :

$$x^2 + y^2 = r_f^2 \quad (3.51)$$

avec r_f le rayon du fil fusible. En utilisant les coordonnées cylindriques, x et y peuvent aussi s'écrire sous la forme donnée par (3.52).

$$x = r_f \times \sin(\alpha) \text{ et } y = r_f \times \cos(\alpha) \quad (3.52)$$

En regroupant (3.2.1.1), (3.51) et (3.52) l'équation à résoudre en fonction de α est donné par (3.53). Cette équation est résolue numériquement.

$$(r_f \times \sin(\alpha) - x_0)^2 - (r_f \times \cos(\alpha) - y_0)^2 \times \tan(\theta)^2 + (z - z_0)^2 = 0 \quad (3.53)$$

Le sous programme "intercone" doit faire face à trois cas probables de visée :

- 1) il y a deux solutions (figure 3.12a) ;
- 2) il y a une solution (figure 3.12b) ;
- 3) il n'y a pas de solutions (figure 3.12c) ;

3.2.1.1.1 Cas 1

Dans le cas 1 il faut intégrer la surface de l'angle inférieur α_2 à l'angle supérieur α_1 . Le programme intercone détermine alors les angles α_2 et α_1 qui constituent pour une coordonnée z donnée les bornes d'intégration à utiliser pour calculer le flux transitant entre le fil et la surfaces dS de la fibre. Les expressions des surfaces élémentaires dS et dS' sont données par (3.54).

$$dS = R d\beta dR \text{ et } dS' = r_f d\alpha dz \quad (3.54)$$

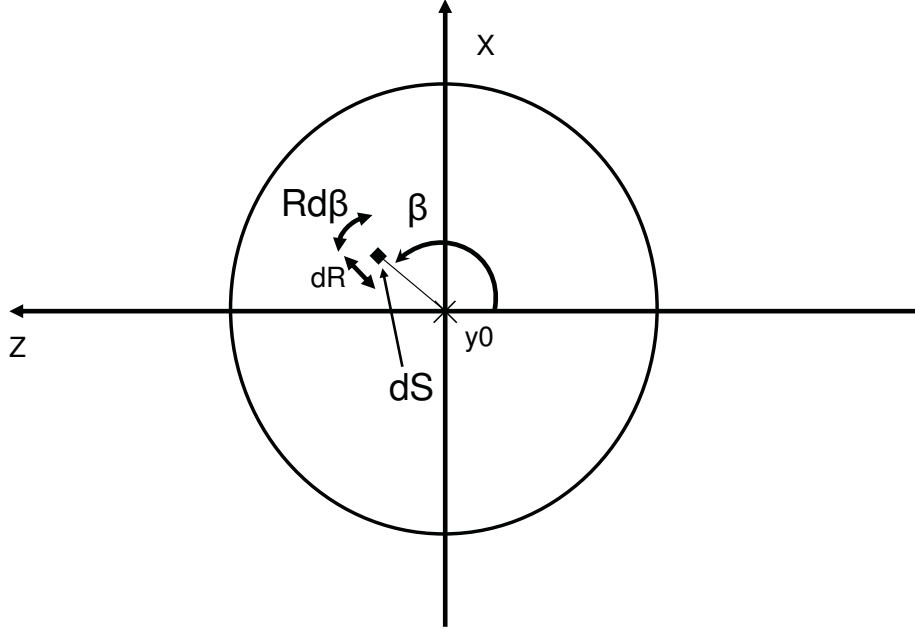


FIGURE 3.10 – Paramétrage des surfaces élémentaires de la fibre optique.

Selon l'équation (3.48) il reste à calculer pour chaque surface dS de la fibre et chaque surface dS' du fil les coefficients $\cos(\theta)$, $\cos(\theta')$ et d .⁹

Pour déterminer ces coefficients, le produit scalaire, respectivement des vecteurs $\overrightarrow{dSdS'}$, $\overrightarrow{dS'dS}$, \vec{n} et $\vec{n'}$ est utilisé.

Les coefficients k_1 et k_2 sont définis par (3.55).

$$k_1 = \|\vec{n}\| \times \left\| \overrightarrow{dSdS'} \right\| \times \cos(\theta) \text{ et } k_2 = -\|\vec{n'}\| \times \left\| \overrightarrow{dSdS'} \right\| \times \cos(\theta') \quad (3.55)$$

D'après la relation de Chasle :

$$\overrightarrow{dSdS'} = \overrightarrow{dSO} + \overrightarrow{OdS'} \quad (3.56)$$

d'où les coordonnées des différents vecteurs donnés par (3.57) :

$$\overrightarrow{dSdS'} = \begin{pmatrix} -x_0 + r_f \times \sin(\alpha) \\ -y_0 + r_f \times \cos(\alpha) \\ -z_0 + z \end{pmatrix}, \quad \vec{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \vec{n'} = \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ \cos(\alpha) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

9. Dans ce cas θ n'est pas l'angle d'acceptation de la fibre (figure 3.5)

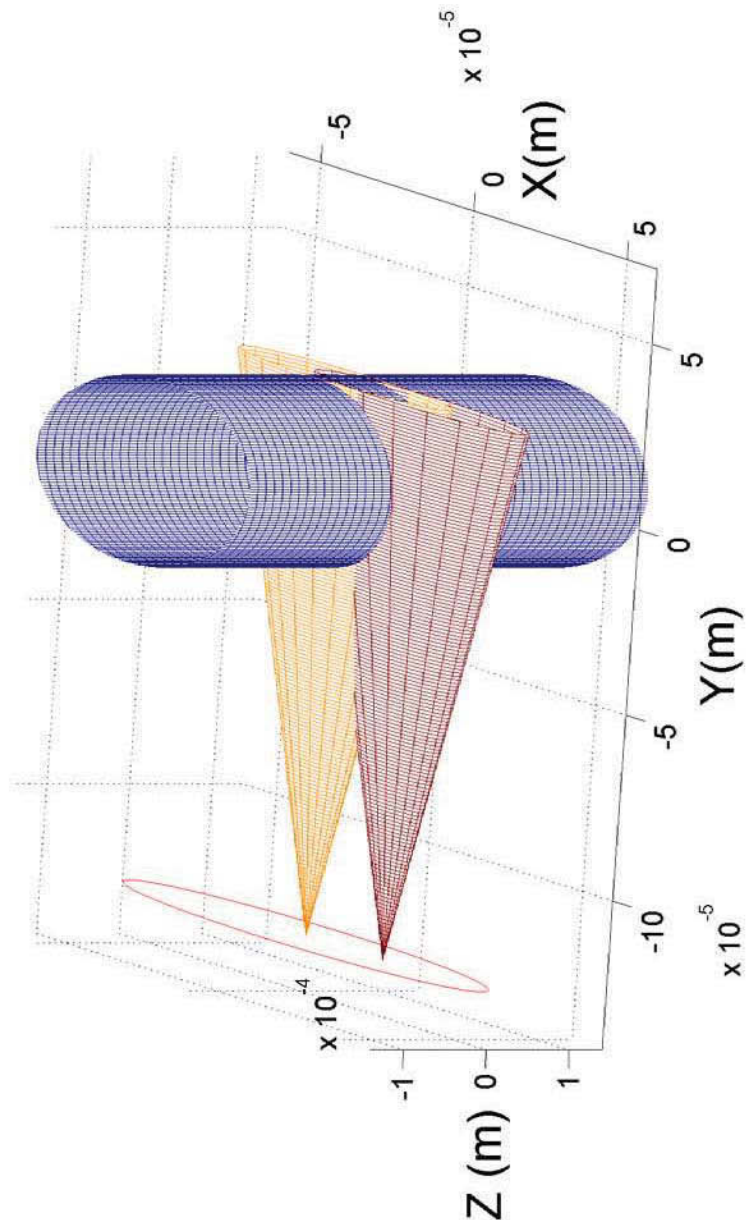
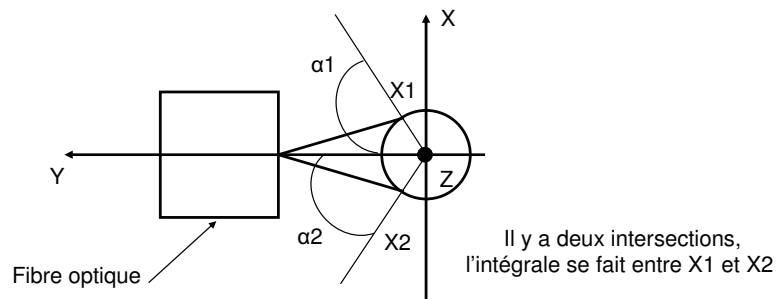
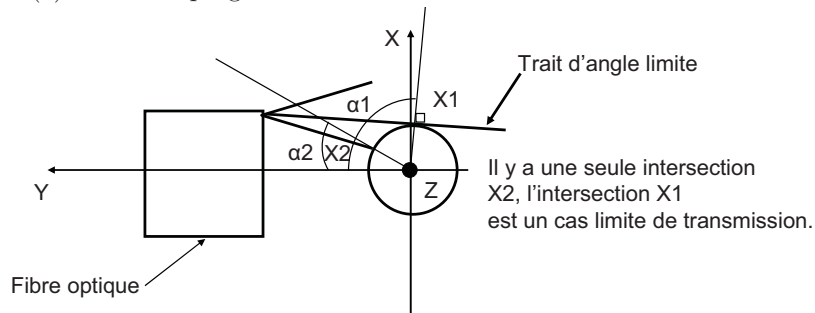


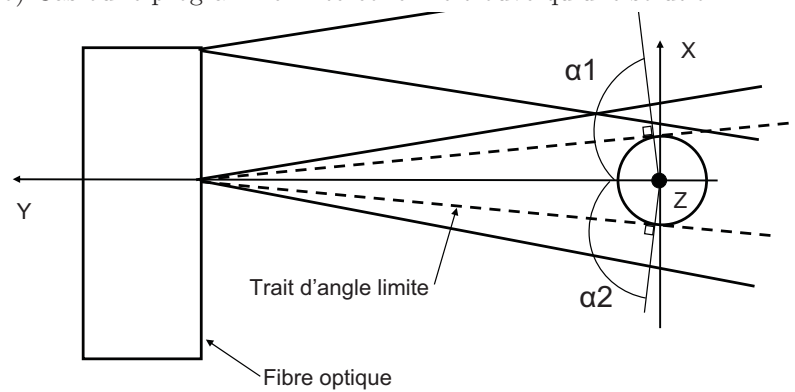
FIGURE 3.11 – Représentation des cônes d'acceptation issus de deux surfaces élémentaires de la fibre. Le fil est représenté par un cylindre et la fibre, par un simple disque où se trouvent les surfaces dS .



(a) Cas où le programme "intercone" trouve deux solutions.



(b) Cas où le programme "intercone" ne trouve qu'une solution.



(c) Cas où le programme "intercone" ne trouve pas de solution.

FIGURE 3.12 – Cas 1 à 3 rencontrés par le programme "intercone".

Les coefficients $\cos(\theta)$ et $\cos(\theta')$ peuvent alors être calculés suivant (3.58) :

$$\cos(\theta) = \frac{k_1}{\|\overrightarrow{dSdS'}\|} \text{ et } \cos(\theta') = \frac{k_2}{\|\overrightarrow{dSdS'}\|} \quad (3.58)$$

k_1 et k_2 étant calculés par les produit scalaire (3.59) :

$$k_1 = \vec{n} \cdot \overrightarrow{dSdS'} \text{ et } k_2 = -\vec{n}' \cdot \overrightarrow{dSdS'} \quad (3.59)$$

3.2.1.1.2 Cas 2

Dans le cas 2 représenté figure 3.12b le cône d'acceptance issu de la fibre peut intégrer de la lumière en-dehors des dimensions du fil fusible. Dans nos expérimentations aucune autre lumière ne peut être intégrée. Il faut alors déterminer quelle partie du rayonnement issue du fil peut parvenir jusqu'à la surface dS considérée. L'angle de transmission limite est l'angle α pour lequel les surfaces dS et dS' sont orthogonales. Cet angle limite est alors déterminé par annulation du produit scalaire $\vec{n}' \cdot \overrightarrow{dSdS'}$. L'équation résolue numériquement est donnée par (3.60) :

$$\sin(\alpha) \times (r_f \times \sin(\alpha) - x_0) + \cos(\alpha) \times (r_f \times \cos(\alpha) - y_0) = 0 \quad (3.60)$$

Il y a alors quatre situations possibles à prendre en compte.

- a) La surface dS voit à la fois des parties du fil situées du côté des x positifs et du côté des x négatifs et l'intersection du cône d'acceptation issu de dS avec le fil a pour solution une coordonnée telle que x est négatif (figure 3.13).
- b) La surface dS voit des parties du fil situées du côté des x positifs uniquement et l'intersection du cône d'acceptation issu de dS avec le fil a pour solution une coordonnée telle que x est positif (figure 3.13).
- c) Ce cas est la situation opposée au cas b), la surface dS voit des parties du fil situées du côté des x négatifs uniquement et l'intersection du cône d'acceptation issu de dS avec le fil a pour solution une coordonnée telle que x est positif (figure : 3.13).

- d) Cas opposé au cas a), la surface dS voit à la fois des parties du fil situées du côté des x positifs et du côtés des x négatifs et l'intersection du cône d'acceptation issue de dS avec le fil a pour solution une coordonnée telle que x est positif (figure 3.13).

La prise en compte de ces différents cas est importante pour que le programme sache quelles bornes d'intégration il doit employer, le traitement de ces différentes situations et les tests utilisés pour les déterminer sont illustrés par des annotations dans les programmes fournis en annexes D et E.

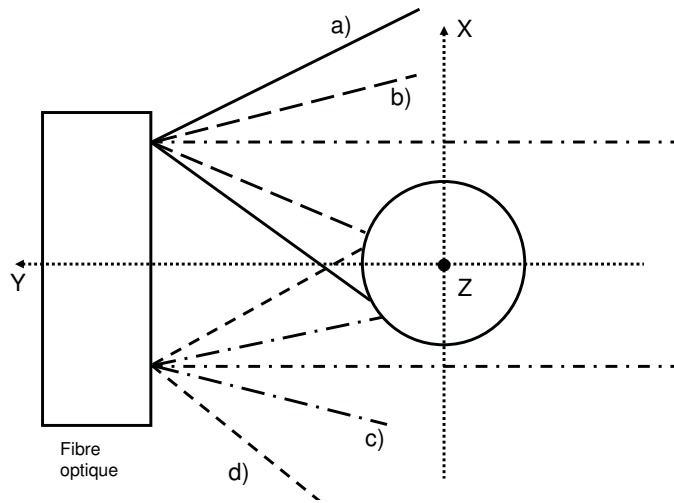


FIGURE 3.13 – Établissement des angles limites d'intégration dans le cas n°2 pour trois situations possibles.

3.2.1.1.3 Cas 3

Dans le cas 3 représenté figure 3.12c le programme évalue d'abord si le fil est dans le champ d'acceptance de la surface dS . Si oui, alors les angles d'intégration α_1 et α_2 sont les angles limites calculés de la même manière que selon l'équation (3.60). Si le fil fusible sort du champ d'acceptance, aucun calcul n'est réalisé pour la surface dS considérée.

3.2.1.1.4 Intégration du flux Une fois ces trois cas différenciés, le programme principal peut procéder à l'intégration de tous les flux élémentaires transmis entre le fil fusible et la fibre d'après (3.61) :

$$\phi = \int_S \int_{S'} \frac{L_e \times dS \times dS' \times \cos(\theta) \times \cos(\theta)}{d^2} \quad (3.61)$$

Il y a deux surfaces élémentaires à intégrer, le calcul est donc une quadruple intégration comme montré dans l'équation (3.62). Ce calcul est réalisé numériquement en fixant les grandeurs dS , dS' , dR et dz .

$$\phi = \int_0^{r_{fib}} \int_0^{2\pi} \int_{\alpha_1(R)}^{\alpha_2(R)} \int_{z_1}^{z_2} \frac{L_e \times R \times d\beta \times dR \times r_f \times d\alpha \times dz \times k_1 \times k_2}{\left\| \overrightarrow{dSdS'} \right\|^4} \quad (3.62)$$

avec r_{fib} le rayon de la fibre, r_f le rayon du fil et z_1 et z_2 les bornes d'intégrations sur l'axe Z . z_1 et z_2 sont déterminés grossièrement en évaluant le diamètre de la base du cône pour $y=0$:

$$z_1 = -y_0 \times \tan(\arcsin(0,22)) \text{ et } z_2 = y_0 \times \tan(\arcsin(0,22)) \quad (3.63)$$

Le diamètre à considérer est en fait légèrement plus restreint puisque la base du cône ne va pas toujours jusqu'à $y=0$, mais le reste du programme ne prend de toute façon pas en compte les surfaces dS' qui ne sont pas contenues dans le cône d'acceptance de la surface dS . En sortant la luminance L_e de l'intégrale, on obtient un coefficient de transmission de puissance par rayonnement entre les deux surfaces donné par (3.64).

$$K = \int_0^{r_{fib}} \int_0^{2\pi} \int_{\alpha_1(R)}^{\alpha_2(R)} \int_{z_1}^{z_2} \frac{R \times d\beta \times dR \times r_f \times d\alpha \times dz \times k_1 \times k_2}{\left\| \overrightarrow{dSdS'} \right\|^4} \quad (3.64)$$

Ce calcul est assez lourd. Plus les surfaces et les pas d'intégration sont petits et plus le calcul est long. Le résultat de trois calculs est présenté dans le tableau 3.8. Le tableau montre que la valeur du coefficient de transmission converge lorsque les surfaces considérées sont d'un ordre de grandeur de 10^{-12}m^2 (ligne 2). En utilisant les mêmes pas de calcul, le coefficient de transmission est évalué pour un décalage de 1 mm de la fibre par rapport au fil (décalage sur l'axe X). Le coefficient trouvé est $K=2,1.10^{-11}\text{m}^2.\text{sr}$. Il est peu probable que le décalage soit plus important que la valeur de 1 mm prise pour effectuer le calcul. L'ordre de grandeur reste le même mais le taux de transmission peut varier d'un facteur 2 pour une erreur d'alignement qui reste assez faible, cela montre toute la difficulté des mesures par visée directe.

dS (m ²)	dS' (m ²)	dR (m)	dz (m)	Temps (s)	K (m ² .sr)
10^{-11}	10^{-12}	10^{-5}	10^{-6}	19934	$5,28.10^{-11}$
10^{-12}	10^{-12}	10^{-6}	10^{-6}	24957	$4,6.10^{-11}$
10^{-12}	5.10^{-13}	10^{-6}	10^{-6}	185998	$4,61.10^{-11}$
5.10^{-13}	5.10^{-13}	10^{-6}	10^{-6}	370360	$4,597.10^{-11}$

Tableau 3.8 – Coefficient de transmission pour différents pas de calcul.

3.2.1.1.5 Comparaison avec les facteurs de forme

Pour vérifier l'ordre de grandeur obtenu, une comparaison avec des facteurs de forme déjà établis a été réalisée. Le cas de visée d'un élément cylindrique par une surface élémentaire est notamment traité par [F.M03]. Un facteur de forme est déterminé pour évaluer les transferts de flux radiatifs entre différentes surfaces de formes très variées. Le facteur de forme est défini par :

$$F_{1-2} = \frac{\phi_{tr}}{\phi_e} \quad (3.65)$$

avec ϕ_{tr} la puissance émise par la surface 1 et transmise à la surface 2 tandis que ϕ_e représente la puissance totale émise par la surface 1. [F.M03] donne ce facteur avec comme surface 1 un plan de dimension infinitésimale (donc de dimension négligeable devant le cylindre) et comme surface 2 un cylindre de rayon r et de longueur l . Dans le cas de cette étude, le problème est inversé car le cylindre émet de la lumière tandis que la fibre la reçoit. La relation qui existe entre les facteurs F_{1-2} et F_{2-1} est [F.M03] :

$$F_{2-1} = \frac{A_1}{A_2} F_{1-2} \quad (3.66)$$

avec A_1 l'aire de la surface 1 et A_2 celle de la surface 2 tel que :

$$A_1 = \pi r_{fib}^2 \text{ et } A_2 = S_{cyl} = 2\pi r l \quad (3.67)$$

avec l la longueur du cylindre.

En utilisant les mêmes paramètres que dans les expérimentations réalisées par visée directe (éloignement de la fibre de 5mm pour un diamètre de fil de $50\mu\text{m}$) le facteur de forme F_{2-1} trouvé est $4,09 \times 10^{-5}$. Pour comparer ce facteur de forme au coefficient K déterminé par le programme "Intégration", il faut développer l'équation du flux total ϕ_{cyl} émis par le cylindre en fonction de la luminance du matériau. Dans ce calcul, chaque petite surface élémentaire qui constitue le cylindre est toujours supposée lambertienne, la

luminance de chaque surface sera donc considérée comme constante dans toutes les directions. Pour évaluer le flux émis par une surface élémentaire lambertienne dans le demi espace sphérique situé devant elle, il faut imaginer que quelque soit la direction de sortie d'un pinceau de rayon lumineux émis par la source, il rencontre une surface réceptrice qui l'accepte intégralement, c'est-à-dire présentant une surface parfaitement orthogonale à la direction du rayonnement comme le montre la figure 3.14. La formule 3.48 devient :

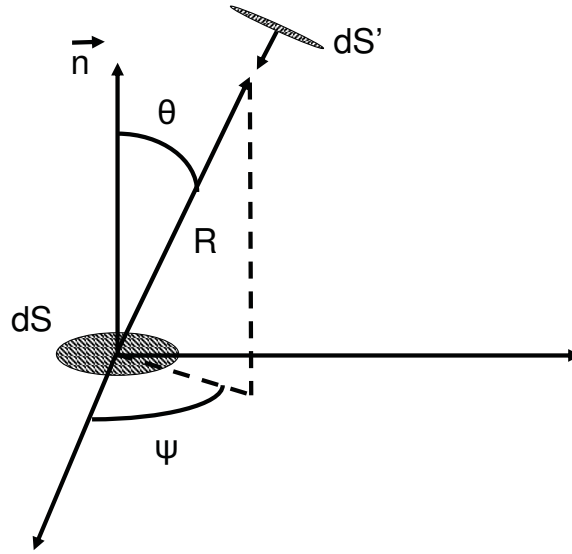


FIGURE 3.14 – Rayonnement dans l'espace d'une surface élémentaire lambertienne.

$$d\phi = \frac{L_e dS dS' \cos(\theta)}{R^2} \quad (3.68)$$

La surface dS' peut être définie en coordonnées sphériques par :

$$dS' = R^2 \times d\theta \times \sin(\theta) d\psi \quad (3.69)$$

d'où :

$$d\phi = L_e dS \cos(\theta) d\theta \sin(\theta) d\psi \quad (3.70)$$

Le flux total émis dans le demi espace est donc :

$$\phi = L_e dS \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos(\theta) d\theta \sin(\theta) d\psi \quad (3.71)$$

soit :

$$\phi = L_e dS \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \sin(2\theta) d\theta d\psi \quad (3.72)$$

d'où :

$$d\phi = L_e dS \pi \quad (3.73)$$

Chaque surface élémentaire du cylindre émet donc ce flux radiatif dans tout l'espace. Dans l'étude, où seul le rayonnement du rouleau du cylindre est considéré (figure 3.15), le rayonnement produit par le cylindre est donc :

$$\phi_{cyl} = S_{cyl} L_e \pi \quad (3.74)$$

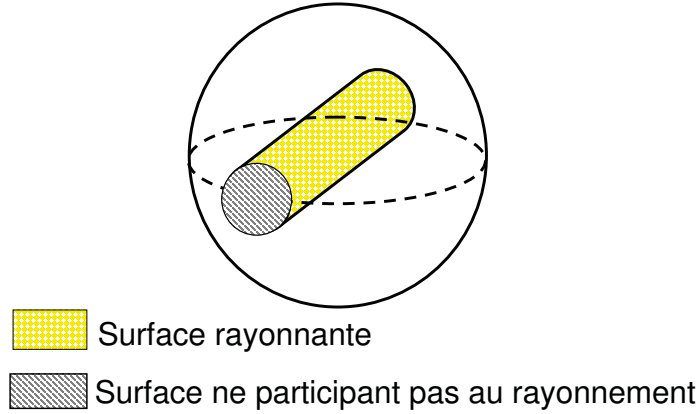


FIGURE 3.15 – Rayonnement du fil fusible dans l'espace.

Le flux transmis de manière radiative à une surface élémentaire orthogonale au rayon du cylindre est donc¹⁰ :

$$\phi_{tr} = \phi_e F_{2-1} \quad (3.75)$$

10. Les grandeurs ϕ_{tr} et ϕ_e sont redéfinies dans l'équation (3.75) de manière à illustrer le transfert du cylindre vers la surface plane contrairement à l'équation (3.65) qui illustre le transfert dans l'autre sens.

En utilisant le développement (3.74) dans (3.75) il vient :

$$\phi_{tr} = L_e \times 2\pi r l \times \pi \times F_{2-1} \quad (3.76)$$

avec l la longueur du cylindre. Pour effectuer la comparaison, la longueur choisie est la longueur totale qui peut être vue par la fibre optique soit :

$$l = 2 \times (d \times \tan(\arcsin(0,22)) + r_{fib}) \quad (3.77)$$

Pour un éloignement d de 5mm et un rayon de fibre de $57,5\mu\text{m}$ la longueur l est égale à 2,37mm. Le facteur $K_{Integration}$ calculé par le programme "Integration" peut donc être comparé au facteur de transmission $K_{fac-form}$ donné par la méthode des facteurs de forme telle que :

$$K_{fac-form} = 2\pi r l \times \pi \times F_{2-1} \quad (3.78)$$

L'application numérique donne $K_{fac-form}=4,76.10^{-11} \text{ m}^2.\text{sr}$.

On en déduit que l'ordre de grandeur du facteur de forme calculé est cohérent. Cela montre que la fibre optique, dans ces conditions, accepte plus de 96% du flux lumineux que la même surface élémentaire non régie par les limitations de l'angle d'acceptation recevrait¹¹. En réalité, la fibre possède des dimensions qui ne sont pas négligeables par rapport à celles du fil. Cela devrait donc être pris en compte par un facteur de forme différent (celui utilisé est le numéro 15 fourni par [F.M03]). De tels facteurs n'existent pas sous forme analytique et doivent être calculés numériquement en fonction des dimensions des surfaces, de leur décalage et de leur éloignement, comme en témoigne [Joh] où sont référencés de multiples facteurs de forme mais où aucun ne correspond tout à fait à la situation de cette étude. Les deux programmes complets permettant de réaliser le calcul du coefficient de transmission peuvent être consultés en annexes D et E.

3.2.1.2 Mesure par collimateur

Le collimateur permet une visée locale du fil fusible ou du ruban fusible. Dans le cas du ruban cette caractéristique est importante pour faire des mesures dans des zones précises. Le collimateur est réalisé avec une unique lentille de focale 39mm. Son utilité est de collimater le cône de sortie de la fibre comme montré figure 3.16. Le montage mécanique permet en théorie d'obtenir des points de focalisation d'une taille variant de 0,08 à 0,3mm

11. A condition de prendre en compte deux cylindres de même longueur. Rigoureusement, une surface élémentaire ne connaît pas les mêmes limitations d'acceptance de la fibre et la longueur totale à prendre en compte pour le cylindre devrait être plus importante.

pour une fibre de $100\mu\text{m}$ et entre 0,24 à 0,9mm pour une fibre de $300\mu\text{m}$. Les valeurs sont calculées selon la formule de conjugaison des lentilles minces donnée par (3.79) et selon la formule du grandissement G donné par (3.80) qui sont classiques mais qui ne prennent pas en compte les aberrations géométriques ou chromatiques :

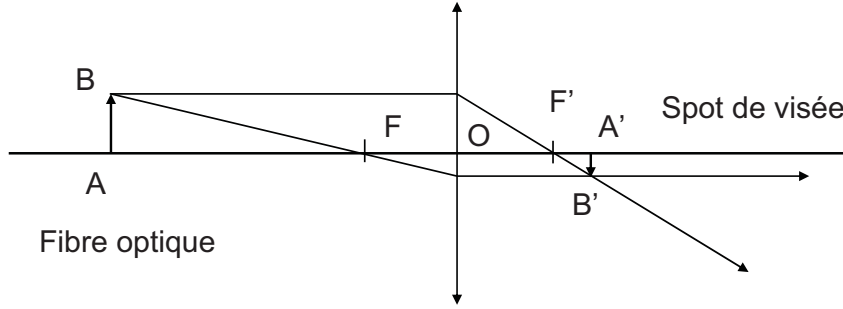


FIGURE 3.16 – Visée du fil par une lentille de collimation.

$$\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OF'}} \quad (3.79)$$

$$G = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} \quad (3.80)$$

avec \overline{OA} la distance entre le centre de la lentille et l'objet (dans ce cas la fibre), $\overline{OA'}$ la distance entre le centre de la lentille et l'image (dans ce cas le spot de visée du collimateur), $\overline{OF'}$ la distance focale de la lentille, \overline{AB} l'objet et $\overline{A'B'}$ l'image. Le couplage de la fibre optique et du collimateur permet de réaliser des visées avec des sections de différentes tailles et, si certaines conditions sont remplies, avec un coefficient de transmission constant.

Pour évaluer le facteur de transmission radiative entre l'objet visé et la fibre optique, l'équation (3.48) est reprise. Les surfaces (celle du fil fusible et celle de la lentille) sont considérées comme parallèles. Dans le processus de transmission radiatif entre ces deux surfaces, la lentille, étant donné ses dimensions, ne peut être considérée comme infinitésimale. En comparaison, les dimensions de la surface visée, proches des dimensions de la fibre, font qu'elle peut être considérée comme une surface élémentaire (figure 3.17). Le flux élémentaire transitant entre la surface visée dS et chaque surface élémentaire dS' de la lentille est donné par 3.81 :

$$d\phi = \frac{L_e \times dS dS' \cos(\theta) \cos(\theta')}{d^2} \quad (3.81)$$

avec d la distance entre la surface élémentaire et la lentille. Comme les deux surfaces sont considérées comme parallèles, $\theta = \theta'$. Soit R (3.17) le rayon qui détermine la distance entre le centre de la lentille et la surface élémentaire dS' , cette surface est également repérée en coordonnée circulaire par un angle α , dont l'origine n'a pas d'importance. La surface dS' a pour expression :

$$dS' = R d\alpha dR \quad (3.82)$$

de plus :

$$\cos(\theta) = \frac{OA'}{d} \quad (3.83)$$

La distance d peut être exprimée par $d = \sqrt{OA'^2 + R^2}$, d'où :

$$d\phi = \frac{OA'^2 L_e \times dS R d\alpha dR}{(OA'^2 + R^2)^2} \quad (3.84)$$

Pour obtenir le facteur de transmission entre la tache de visée et la lentille, il suffit alors d'intégrer le flux élémentaire :

$$\phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_l} \frac{OA'^2 L_e \times dS R d\alpha dR}{(OA'^2 + R^2)^2} \quad (3.85)$$

avec R_l le rayon limite de la lentille qui redistribue intégralement le rayonnement à la fibre optique. Le résultat de l'intégration donne alors :

$$\phi = L_e \pi dS \frac{R_l^2}{OA'^2 + R_l^2} \quad (3.86)$$

dS n'est pas intégrée dans l'expression car c'est une surface très petite. Elle continue donc d'être notée dS mais elle correspond déjà à une valeur numérique. Lorsque R_l est petit devant OA' , la formule redevient équivalente à celle utilisée pour les surfaces élémentaires :

$$R_l \ll OA' \Rightarrow \phi = L_e S_1 \frac{S'}{OA'^2} \quad (3.87)$$

Cette dernière hypothèse est une sorte de condition à respecter pour que le coefficient de transmission ne varie pas, il faut ainsi analyser si elle est remplie par le collimateur utilisé dans cette étude. Soit r_{fib} le rayon de la fibre optique, l'expression de la surface visée est donnée par 3.88

$$S = \pi \times r_{fib}^2 \times G^2 \quad (3.88)$$

La surface S' correspond à la surface de lentille qui se trouve dans le cône d'intégration de la fibre optique. Cette surface dépend directement de la distance OA comme le montre la figure 3.17

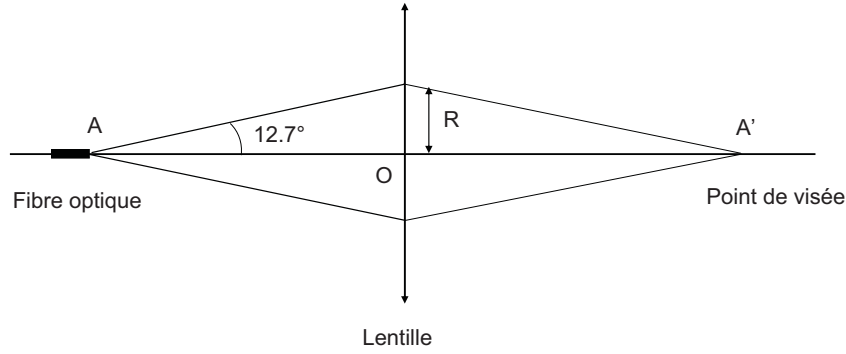


FIGURE 3.17 – Surface utilisée de la lentille du collimateur

Le rayon R_l de la tache projetée par la fibre sur la lentille est :

$$R_l = \overline{OA} \times \tan(\arcsin(0,22)) \quad (3.89)$$

La surface S' de la lentille collectant le flux lumineux du fusible est alors donnée par (3.93). D'après la formule du grandissement, le rayon R_l peut donc être exprimé par :

$$R_l = \frac{OA'}{G} \tan(\arcsin(0,22)) \quad (3.90)$$

Le collimateur présente un grandissement compris entre 0,7 et 3. L'application numérique montre donc que dans le cas le plus défavorable :

$$R_l = 0,3 OA' \quad (3.91)$$

La somme quadratique de OA' et de R_l utilisée pour déterminer d aboutit donc à :

$$d = \sqrt{R_l^2 + OA'^2} = \sqrt{1,09} OA' = 1,04 OA' \quad (3.92)$$

L'erreur faite sur d est donc très faible, quelque soit la configuration d'utilisation du collimateur. La formule (3.87) peut donc être utilisée pour simplifier les calculs. En remplaçant dans (3.87) les expressions des deux surfaces, l'expression (3.95) est obtenue. Cette expression du flux montre que le coefficient K tel que $\phi = K \times L_e$ est indépendant du grandissement et de la taille de spot visé. En effet, pour que le spot de visée soit plus

grand il est nécessaire que la distance entre la lentille et le fusible soit plus grande, ce qui diminue l'angle solide, mais cette diminution est compensée par l'augmentation des deux surfaces S et S' . Le raisonnement est identique dans l'autre sens pour un spot de visée plus réduit. Cela ne fonctionne en revanche que tant que la totalité de la base du cône d'acceptation de la fibre est comprise par la surface de la lentille. Les dimensions mécaniques du collimateur ont été choisies de manière à ce que cette condition soit toujours validée. Tout le flux lumineux percutant la lentille dans la limite du rayon R_l est ensuite considéré comme intégralement communiqué à la fibre optique, aucun facteur de transmission n'est calculé entre la lentille et la fibre optique.

$$S' = \pi \times OA \times \tan(\arcsin(0,22))^2 \quad (3.93)$$

$$\phi = \frac{L_e \times \pi^2 \times r_{fib}^2 \times G^2 \times (OA \times \tan^2(\arcsin(0,22)))}{OA'^2} \quad (3.94)$$

$$\phi = L_e \times \pi^2 \times r_{fib}^2 \times \tan^2(\arcsin(0,22)) = L_e \times K \quad (3.95)$$

Dans les expérimentations menées avec le collimateur, les fibres ont une taille de $365\mu\text{m}$. L'application numérique donne donc un facteur de transmission K égale à $1,67.10^{-8}\text{m}^2.\text{sr}$. La visée d'une surface cylindrique de taille inférieure à la tache de visée comme pour la visée directe serait un cas beaucoup plus complexe qui n'est pas considéré ici. Au vu des hypothèses faites, le coefficient fourni ici ne peut être significatif que dans le cas d'une visée sur une surface plate et parallèle à celle de la lentille. Le coefficient ne peut donc guère être utilisé pour des calculs précis sur la transmission radiative entre le fil et le collimateur, mais peut l'être pour la visée d'un ruban fusible. Du reste, il fournit un ordre de grandeur intéressant pour le choix des capteurs optiques.

Le plan en coupe du collimateur réalisé au laboratoire est fourni figure 3.18. La distance entre le centre de la lentille et la surface de la fibre est comprise entre 55 et 88mm, le déplacement de la lentille par rapport à la fibre est permis par un filetage au pas de 1mm et qui assure donc un déplacement de la lentille de 1mm par tour. La partie mâle filetée accueille une lentille de focale 39mm¹² et d'un diamètre 50,8mm. Une protection de la lentille est assurée par une vitre de protection qui selon la longueur d'onde visée

12. Cette valeur correspond aux longueurs d'onde du visible. Pour le rayonnement UV cette valeur de focale est à multiplier par 0,9 tandis que pour les longueurs d'onde IR, la valeur de la focale est à multiplier par 1,02.

peut être en verre ou en quartz. Le maintien de ces deux éléments et leur positionnement sont réalisés par le tube dans lequel ils sont insérés ainsi que par l'ajout d'une rondelle d'interposition qui respecte la forme de la lentille¹³ et celle de la vitre de protection. Le maintien en position de ces éléments est assuré par un écrou qui est vissé au moyen d'une clé à ergots. Le diamètre interne de l'écrou et de la bague est de 10mm inférieur au diamètre de la lentille, ceci n'est en aucun cas préjudiciable à la transmission optique étant donné que le cône d'acceptation de la fibre optique voit toujours sa base entièrement comprise par la lentille. Une vue éclatée en trois dimensions du montage du collimateur est fournie figure 3.19. Sur cette vue figure la gorge sur le support de la lentille qui permet d'ajouter un joint torique. Ce joint n'assure aucune étanchéité, il frotte contre le filetage femelle du corps de manière à empêcher une rotation involontaire du support de lentille.

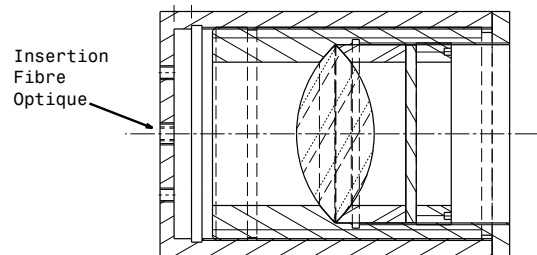


FIGURE 3.18 – Vue en coupe du collimateur complet.

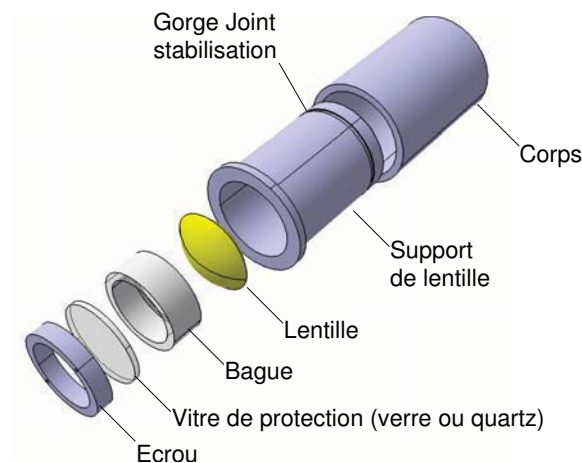


FIGURE 3.19 – Vue éclatée du collimateur.

13. Un grand soin a été apporté pour que les éléments qui compriment la lentille ne puisse pas l'endommager par un bord saillant.

3.2.2 Capteurs optiques utilisés

3.2.2.1 Spectromètre

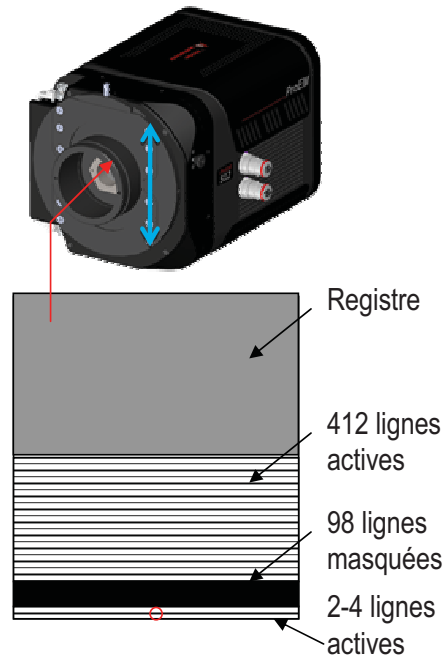


FIGURE 3.20 – Matrice CCD EM512B du spectromètre.

Le spectromètre utilisé est le modèle ACTON SP 2756i de type Czerny-Turner de focale 750mm, équipé de la matrice CCD ProEM-512 B. La spectrométrie consiste à étudier les différentes composantes fréquentielles d'une source lumineuse. Pour ce faire, la lumière émanant de la source étudiée rencontre un élément optique dit dispersif (ici un réseau échelle) qui permet de séparer les différentes longueurs d'onde constituant le faisceau en leur affectant un angle de déviation différent suivant leur fréquence. Le spectromètre est constitué de trois réseaux. La configuration de l'acquisition spectrométrique est donnée pour chacun des deux réseaux utilisés dans l'étude par le tableau 3.9.

La caméra peut acquérir 512 spectres en totalité à raison de un spectre toute les micro-secondes pour sa cadence la plus rapide. Étant donné que son fonctionnement est basé sur une accumulation de charges pendant un temps d'exposition réglable, plus sa cadence est rapide et moins la charge accumulée est importante. Pour un rayonnement quelconque de faible puissance, la sensibilité de la caméra et le temps d'exposition fixent un seuil limite de

Trait/mm	Resolution (nm/pixel)	Étendue de mesure (nm)
600	0,034	17
50	0,42	215

Tableau 3.9 – Configuration de l’acquisition spectrométrique en fonction du réseau.

détection. La matrice CCD qui acquiert le signal fonctionne de la manière suivante.

- a) Le signal est focalisé sur plusieurs lignes du bas de la matrice (entre deux et quatre suivant le réglage du spot en mode miroir). La lumière reçue est dispersée horizontalement sur la largeur de la matrice par le réseau du spectromètre suivant les différentes longueurs d’onde qui constituent le signal reçu (figure 3.20).
- b) Les lignes restent alors éclairées pendant un temps nommé temps d’exposition. Durant ce temps les pixels de la matrice se chargent proportionnellement à l’intensité du flux lumineux.
- c) Une fois le temps d’exposition écoulé, les charges de chaque colonne de pixels accumulées sur les lignes éclairées sont transférées en colonnes sur une seule ligne. Le temps mis pour exécuter le transfert de charge d’une seule ligne est nommé temps de shift (t_{shift}) et est au plus rapide de 450ns. Le temps de transfert d’une trace dépend donc du nombre de lignes utilisées. Pour deux lignes, le temps de transfert d’une trace est $t=2\times t_{shift}$. Durant le transfert de charge, les lignes continuent d’être exposées à la lumière. Le temps de transfert de charge doit donc être compté comme un temps d’exposition du point de vue de l’intensité lumineuse reçue.
- d) Une fois les charges stockées dans une seule ligne, cette dernière est transférée vers le haut de la matrice, l’opération peut être répétée autant de fois qu’il y a de lignes cachées soit environ 510 fois. Chaque trace est alors stockée dans une seule ligne. Le temps s’écoulant entre chaque trace correspond donc au temps d’exposition auquel s’ajoute le temps de transfert de charge.

La plupart des acquisitions spectrométriques chiffre les intensités lumineuses en unité arbitraire (ua). Dans beaucoup d’acquisitions, notamment en

ce qui concerne la méthode du rapport des raies, l'intensité absolue n'est pas requise et cette unité ne pose pas de problème. Du reste, l'intensité absolue résultant de ce type d'acquisition est difficile à déterminer car elle dépend de la position de la fibre optique dans l'OFA, c'est-à-dire de la position de la fibre optique dans le dispositif optique qui dirige le faisceau de lumière de la fibre optique vers le réseau dispersif. Il existe de plus un réglage assez minutieux à réaliser concernant le réglage de la fente d'entrée qui se trouve dans l'OFA permettant de faire varier le compromis luminosité/saturation. Il est évident dès lors que pour chaque réglage de largeur de fente différent, une quantité variable de lumière est acceptée par le spectromètre.

Faire des mesures en intensité absolue nécessite de faire un étalonnage avec une position précise de la fibre et une largeur précise de la fente d'entrée grâce à une lampe étalon. Le dispositif d'étalonnage se résume alors au spectromètre, à un dispositif de visée et à une lampe étalon (figure 3.21).

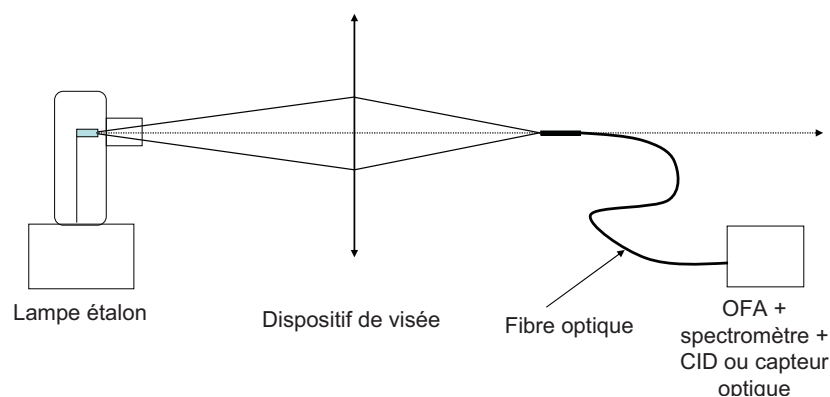


FIGURE 3.21 – Dispositif d'étalonnage d'un capteur optique.

Soit $s(\lambda)$ la sensibilité des pixels de la matrice CCD, le signal de sortie de la camera exprimé en ua résulte de l'intégration d'une luminance monochromatique quelconque et dépendante de λ pendant la durée d'une trace et sur une plage de longueur d'onde reliée à la plage fréquentielle envoyée par le réseau sur un pixel.

Le principe de l'acquisition de lumière par le spectromètre se résume ainsi :

- a) La densité spectrale $L_e(\lambda)$ arrivant jusqu'à la caméra résulte de la convolution de la luminance monochromatique $L_e(\lambda)$ (ou densité spec-

trale de luminance) de la source avec la fonction d'appareil du dispositif optique. La fonction d'appareil répartit la luminance monochromatique selon un profil gaussien. Lorsque la luminance monochromatique a un profil continu, cette répartition n'est pas observable, mais elle s'observe au moyen de source émettant des rayonnements de raie. L'expression de la luminance monochromatique $L_e(\lambda)$ reçue par la caméra est alors :

$$L_c(\lambda_0) = \int_{-\infty}^{\infty} K \times L_e(\lambda) \times A(\lambda_0 - \lambda) d\lambda \quad (3.96)$$

avec $L_e(\lambda)$ la luminance monochromatique de la source et K le facteur de transmission du dispositif de visée. Chaque pixel de la camera ne reçoit qu'une petite partie de cette luminance se situant entre λ_1 et λ_2 . Le flux ϕ de puissance intégré par chaque pixel est donc :

$$\phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_c(\lambda_0) d\lambda_0 \quad (3.97)$$

- b) Le flux ϕ est ensuite intégré durant le temps d'acquisition de chaque spectre (ou trace). Soit S le signal de sortie de chaque pixels de la camera, son expression est donné par :

$$S = \int_0^{t_{trace}} \phi \times s(\lambda) \times dt \quad (3.98)$$

Pour chaque réglage de fente ou chaque position légèrement différente de la fibre dans l'entrée du spectromètre, toute détermination d'intensité absolue des raies nécessite donc la détermination d'une sensibilité d'appareil qui est très changeante car elle ne correspond pas à la vraie sensibilité de la camera CCD mais à un réglage particulier du spectromètre et de la chaîne d'acquisition optique globale. Ces différentes raisons, couplées à la difficulté de connaître la profondeur d'intégration de la lumière dans le plasma rendent la mesure d'intensité absolue hors de la portée de cette étude. Le fonctionnement du spectromètre décrit montre également que l'observation de certains phénomènes physiques dépend fortement du temps d'exposition réglé. Plus ce temps est faible, meilleure est la résolution temporelle, en revanche l'amplitude du signal de sortie est d'autant plus faible. L'observation des régimes transitoires (détection de vapeur au début de l'amorçage) est donc une question de compromis entre fréquence d'acquisition et amplitude du signal.

3.2.2.2 Photodiodes ultra-rapides

Les photodiodes intervenant dans les expérimentations sont du type UPD-300-UP de chez Alphalas GmbH. Ces photodiodes sont ultra-rapides, leur temps de montée est inférieur à 300 ps. Elles sont sensibles sur une plage de longueur d'onde allant de 170 à 1100 nm. En revanche la sensibilité de ce capteur $s(\lambda)$ n'est pas constante sur cette plage de longueur d'onde comme l'indique la figure 3.22.

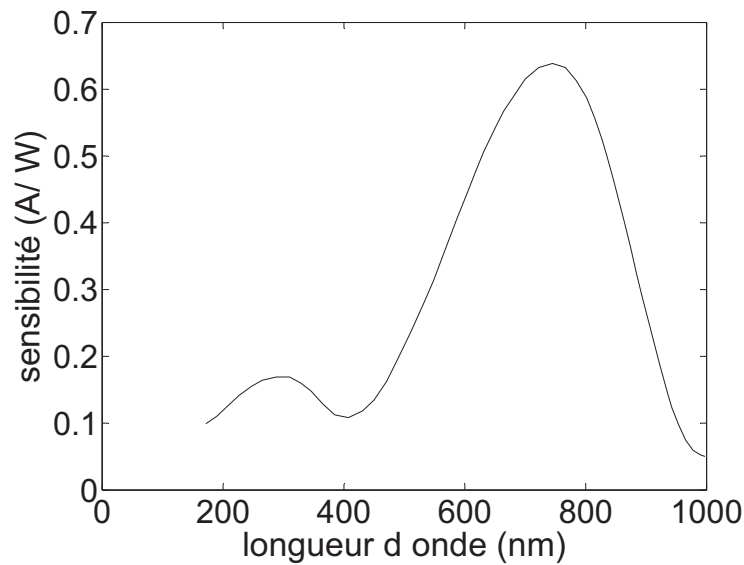


FIGURE 3.22 – Sensibilité des photodiodes UPD-300-UP.

Il a été vu précédemment que le temps de réponse minimum du spectromètre est de quelques μ s. Le but poursuivi dans l'utilisation de ces photodiodes est la détection ultra-rapide de lumière émanant de l'élément fusible et plus précisément celle spécifique à la vapeur métallique. Cependant, pour ne pas confondre le rayonnement de raie typique des vapeurs métalliques de cuivre ou d'argent avec un rayonnement continu il est nécessaire de rendre les photodiodes sélectives aux fréquences caractéristiques de ces raies. De plus, il a été vu que les raies sont accompagnés d'un continuum. Autrement dit, même si une photodiode est équipée d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde de transition de l'élément métallique, tout signal venant de cette photodiode ne peut pas être dissocié entre un rayonnement continu et un rayonnement discret. Pour faire la différence il est nécessaire qu'un autre capteur soit équipé d'un filtre centré sur un domaine spectral où il n'y

a pas de raie pour avoir une image du continuum seul. La soustraction des deux signaux permet alors de vérifier s'il y a ou non un rayonnement de raie. Cette méthode est illustrée par la figure 3.24. L'intensité du continuum I_{cont} (supposée constante sur la bande spectrale du filtre) respecte la relation :

$$S_{PH2} = \int_{\lambda_{11}}^{\lambda_{21}} I_{cont} s(\lambda_1) tr_{f2} d\lambda \quad (3.99)$$

avec S_{PH2} le signal issu de la photodiode 2, tr_{f2} le facteur de transmission du filtre interférentiel et $s(\lambda_1)$ la sensibilité de la photodiode à la longueur d'onde λ_1 . La sensibilité de la photodiode n'est pas constante mais varie peu sur une bande passante étroite. Dans les domaines où la sensibilité varie le plus, c'est-à-dire entre 400 et 700 nm et après 800 nm, la sensibilité de la photodiode varie avec un écart relatif e défini par :

$$e = \frac{\Delta s}{s} \quad (3.100)$$

Cette écart relatif ne dépasse jamais 13% et est bien souvent en dessous de cette valeur. Pour une intensité constante, le fait d'utiliser la sensibilité à la longueur d'onde médiane du domaine visée $[\lambda_{11}-\lambda_{21}]$, c'est-à-dire $s(\lambda_1)$ n'est pas problématique car les erreurs commises par minoration et majoration se compensent. En revanche, en ce qui concerne les intensités non constantes comme celles des raies, l'erreur commise sur la détermination de la puissance rayonnée n'est pas forcément compensée et ne peut être évaluée précisément du fait que le capteur ne permet pas de distinguer la forme de la luminance comme peut le faire un spectromètre.

En ce qui concerne les filtres interférentiels, une incertitude du même type est à noter sur le facteur de transmission puisqu'il n'est pas tout à fait constant sur la bande passante. La figure 3.23 montre la forme de ce facteur de transmission sur la bande passante d'un filtre interférentiel 547FS10-25 (pris comme exemple). Ce facteur est relativement constant pour des longueurs d'ondes proches de la longueur d'onde centrale et comprise dans la bande passante. Il s'atténue brutalement ensuite, de manière plus ou moins symétrique. L'intégration n'est donc pas aussi sélective, puisqu'une partie du rayonnement sortant de la bande passante est aussi intégrée. Pour une intensité constante, en faisant l'hypothèse que les formes de transmission de deux filtres interférentiels affectés aux deux photodiodes sont globalement les mêmes¹⁴, l'acquisition sur les petites bandes supplémentaires sera compensée

14. Ceci est souvent le cas pour les filtres interférentiels présentant la même bande passante et dont les longueurs d'onde centrales sont peu éloignées, mais il est nécessaire de le vérifier en comparant les courbes des deux transmissions.

lors de la soustraction, même si le facteur de transmission n'est pas le même car la différence d'échelle est déjà prise en compte dans le calcul intégral.

En revanche, il existe à nouveau un problème quand à l'observation de la raie. Il est d'abord difficile de trouver un filtre interférentiel¹⁵ qui soit rigoureusement centré sur la longueur d'onde centrale de la raie. Or en cas de décalage de ces deux valeurs, une partie de la raie peut être vue par le détecteur de manière totalement déformée et la puissance réelle de la raie ne sera pas bien prise en compte. Enfin, cette transmission non nulle hors de la bande passante n'est pas souhaitable dans le cas où une autre raie, dont il n'est pas opportun d'intégrer le rayonnement, se situe à proximité de celle visée. Dans la présente étude, le facteur de transmission utilisé est toujours celui qui correspond à la bande passante.

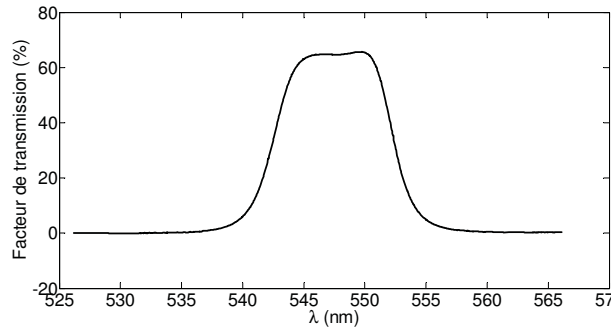


FIGURE 3.23 – Facteur de transmission d'un filtre interférentiel 547FS-10-25 centré à 547 nm pour une bande passante de 10 nm fourni par le constructeur.

Si I_{cont} est constante entre λ_{11} et λ_{21} , il vient :

$$I_{cont} = \frac{S_{PH2}}{(\lambda_{21} - \lambda_{11})s(\lambda_1)tr_{f2}} \quad (3.101)$$

Cette intensité peut ensuite être utilisée pour évaluer la place qu'elle tient dans le signal issu de la première photodiode, en effet si le signal qui n'est dû qu'à la raie est appelée S_{raie} , il vient :

$$S_{PH1} = S_{raie} + S_{cont} \quad (3.102)$$

tel que :

$$S_{cont} = I_{cont}(\lambda_{20} - \lambda_{10})s(\lambda_0)tr_{f1} \quad (3.103)$$

15. Même s'il en existe une grande quantité aujourd'hui.

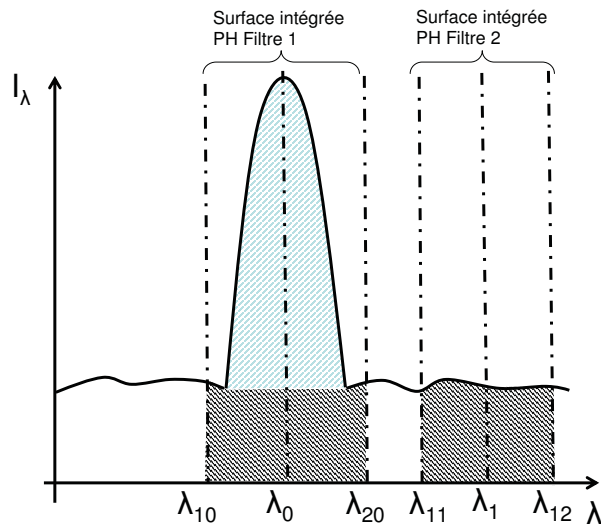


FIGURE 3.24 – Détection du rayonnement de raies des vapeurs métalliques. Deux filtres interférentiels centrés en λ_0 et λ_1 permettent d'intégrer respectivement la surface de la raie plus celle du continuum entre λ_{10} et λ_{20} et d'autre part le continuum uniquement entre les longueurs d'onde λ_{11} et λ_{12} .

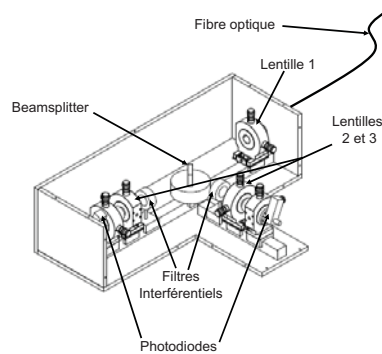


FIGURE 3.25 – Montage du banc de photodiode, La fibre optique est placée dans le foyer objet de la lentille 1. La lumière venant de la fibre est alors propagée sous forme d'un faisceau de 10mm de diamètre jusqu'à un miroir semi réfléchissant (beamsplitter) qui envoie 50% du signal dans les deux directions où se trouvent les photodiodes. Le faisceau est ensuite filtré par filtre interférentiel et collimaté à l'aide des lentilles 2 et 3 pour atteindre la cellule sensible des photodiodes.

Il vient donc :

$$S_{raie} = S_{PH1} - I_{cont}(\lambda_{20} - \lambda_{10})s(\lambda_0)tr_{f1} \quad (3.104)$$

d'où :

$$S_{raie} = S_{PH1} - \frac{S_{PH2}}{(\lambda_{21} - \lambda_{11})s(\lambda_1)tr_{f2}}(\lambda_{20} - \lambda_{10})s(\lambda_0)tr_{f1} \quad (3.105)$$

Bien entendu, pour pouvoir considérer un fond continu identique pour les deux photodiodes il est nécessaire que le capteur qui vise le continuum le fasse dans une zone spectrale la plus proche possible de celle où se trouve la raie. Cette condition est délicate à respecter car les raies d'un élément sont souvent proches. Le montage expérimental mettant en œuvre ces capteurs est donné figure 3.25. Les filtres interférentiels utilisés (tableau 3.10) ont une bande passante typique de 10nm et ont été choisis de manière à viser les raies les plus connues et les plus visibles des vapeurs métalliques de cuivre. L'inconvénient majeur du montage est sa faible sensibilité. Les photodiodes qui sont déjà de sensibilité faible sont privées par le montage d'une grande partie du rayonnement. Les pertes viennent du dispositif de visée qui possède un faible coefficient de transmission aussi bien pour la fibre seule qu'avec le collimateur, mais elles viennent aussi : du montage optique qui comprend un beamsplitter atténuant de 50% le signal, ainsi que des filtres interférentiels qui présentent une atténuation de l'ordre de 50% selon le domaine spectral. Le dispositif est très rapide mais peu sensible.

λ_{raie}	Filtre _{raie}	Filtre _{cont}
510,554	508FS10-25	490FS10-25
515,324	515FS03-25	
521,820	523FS10-25	
570,024	570FS10-25	546FS10-25
793,312	795FS10-25	830FS10-25
809,263	810FS10-25	

Tableau 3.10 – Choix des raies observables par les bancs de photodiodes et références des filtres associés. Le premier nombre de la référence des filtres est la longueur d'onde centrale du filtre exprimée en nm. Le deuxième est la largeur à mi-hauteur du filtre, également donné en nm. Le troisième est le diamètre du filtre exprimé en mm.

3.2.2.3 Photomultiplicateur

3.2.2.3.1 Caractéristiques du photomultiplicateur

Le photomultiplicateur (PM) R928 de chez Hamamatsu possède une sensibilité importante dans les basses longueurs d'onde jusqu'aux longueurs d'ondes visibles. Le principe de ce capteur est de soumettre un matériau photoémetteur (la photocathode) à un flux de photons qu'il convertit en un flux d'électrons. Ces électrons sont ensuite accélérés et multipliés par des dynodes à l'aide d'un champ électrique important créé par une alimentation haute tension de grande stabilité 752-01 de chez Hamamatsu également. La documentation complète du tube PM est donnée en annexe F. La sensibilité d'un PM est donc avant tout la sensibilité de sa photocathode qui est donnée figure 3.26.

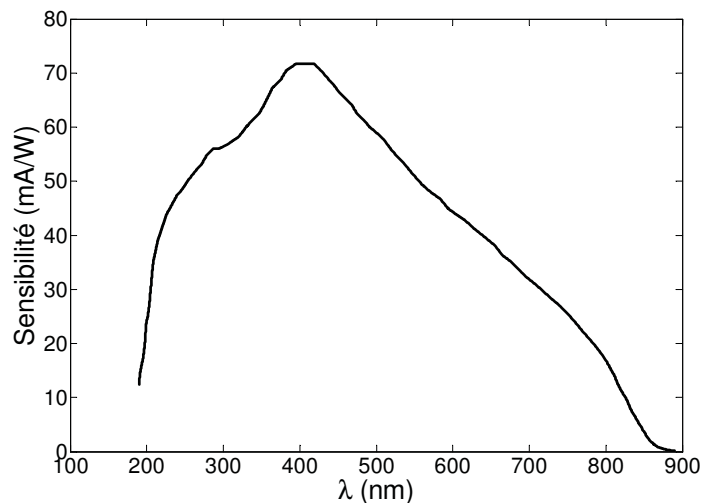


FIGURE 3.26 – Sensibilité de la photocathode du tube R928.

Le champ électrique qui se situe entre la cathode et la première dynode puis entre chaque dynode permet l'accélération des électrons. Ce faisant, l'impact de chaque électron sur une dynode provoque une émission secondaire d'un certain nombre d'électrons. Le rapport de la quantité d'électrons émis sur la quantité d'électrons impactant la dynode est propre à chaque dynode et dépend de l'énergie des électrons impactant. Cela explique que l'émission secondaire soit directement reliée au champ électrique appliqué entre chaque dynode et donc à la haute tension utilisée pour le fonctionnement du PM. Le gain d'électrons en fonction de la tension d'alimentation est donné figure 3.27.

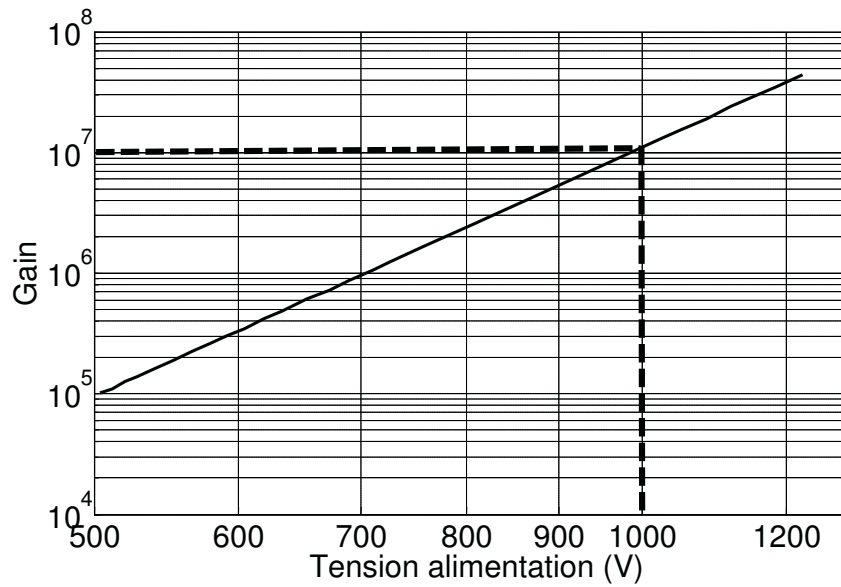


FIGURE 3.27 – Gain en fonction de la tension d’alimentation du tube R928, les pointillés représentent le point de fonctionnement choisi.

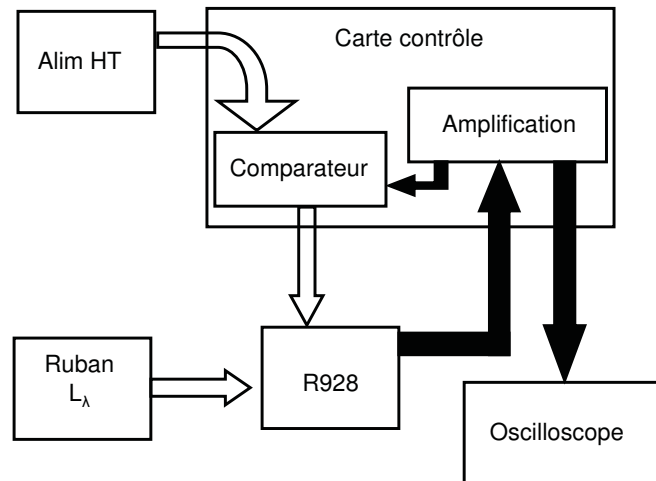


FIGURE 3.28 – Schéma de fonctionnement du PM.

Le point de fonctionnement choisi est de 1000 V, soit un gain de 10^7 . Le but de la mise en place de ce capteur est de pouvoir effectuer un suivi de

la température de l'élément fusible durant la phase solide et liquide, après quoi la lumière émise par le plasma devient trop importante et entraîne la saturation du capteur. Une observation durant la phase d'arc est possible mais nécessite un filtre optique, cela n'a aucun intérêt par rapport à l'utilisation des photodiodes, qui sont beaucoup plus rapides. En effet, le temps de réaction de la cathode à un flux de photons est de quelques nanosecondes auquel il faut ajouter un temps de multiplication des électrons durant leur transfert dans le tube qui est de plusieurs dizaines de nanosecondes.

3.2.2.3.2 Carte de contrôle du PM

Ces temps sont encore très courts au vu de la résolution temporelle recherchée au départ à savoir l'ordre de la microseconde. Cependant certains éléments de la chaîne d'acquisition détériorent ce temps de réponse. Le signal sortant du PM est un courant assez faible. En effet pour ne pas le détériorer, le courant anodique ne doit pas dépasser 0,1mA. Pour un bon fonctionnement, le potentiel de l'anode doit rester fixé [G.P81]. Or dans notre cas il existe une grande dynamique de signal car le début du chauffage de l'élément fusible rayonne peu tandis que le début de la phase d'arc rayonne intensément. Le courant anodique peut ainsi varier entre quelques nanoampères et une centaine de microampères. Une récupération du signal en utilisant uniquement une résistance de charge (de haute impédance) aura tendance à faire varier le potentiel de l'anode de plusieurs dizaines de volts. Cette variation de potentiel peut entraîner un défaut de linéarité entre le courant anodique et le flux de photons percutant le tube en amoindrissant la tension entre la dernière dynode et l'anode. Les raisons de cet amoindrissement sont une collection des électrons de la dernière dynode par l'anode qui devient incomplète [G.P81]. D'autre part, l'excès de lumière durant le chauffage du fusible à haute température et surtout durant la phase d'arc risque de détruire le capteur, les filtres optiques, qu'ils soient interférentiels ou neutres ne sont pas une solution satisfaisante pour empêcher la détérioration dans la mesure où ils ne permettraient plus de voir le signal durant le chauffage à basse température.

Un circuit électronique a donc été réalisé pour conditionner le signal du PM, ses fonctions sont d'une part de convertir le courant anodique en une tension facilement mesurable par un oscilloscope tout en fixant le potentiel de l'anode à une valeur très proche de celui de la masse et d'autre part de

couper l'alimentation du capteur lorsque le flux de photons devient trop important.

La première fonction est réalisée à l'aide d'un amplificateur de transimpédance. L'amplificateur opérationnel utilisé pour cette fonction est le LT1028 qui présente une bonne bande passante et un excellent taux de réjection de mode commun. La résistance de charge est constituée de 5 résistances de précision de $1\text{M}\Omega$ mises en parallèle. Il est ainsi possible de régler le gain entre 200000 et 10^6 . Le gain minimum a été choisi de manière à ce que le courant anodique maximum corresponde à une tension de sortie de l'AOP légèrement inférieure à sa tension maximale. Ainsi même pour le gain minimum il est possible de détecter un seuil de risque pour le PM à partir du signal de sortie de l'étage d'amplification. L'intérêt de ce type d'amplification est sa faible sensibilité aux bruits car le signal d'entrée est un courant et les bruits parasites se manifestent plutôt sous la forme de tension. Comme l'impédance d'entrée est très importante, tous les bruits qui restent de faible amplitude ne peuvent générer que de très faibles courants qui restent négligeables devant le courant anodique, ils ne sont donc pas amplifiés.

La seconde fonction de la carte agit directement sur l'alimentation haute tension du capteur en interprétant le niveau de tension de l'amplificateur de transimpédance. Un comparateur à hystérésis formé d'un AOP et de deux résistances passe d'un niveau de sortie 15V à -15V lorsque le signal de l'amplificateur dépasse une certaine valeur fixée de manière à ne pas dépasser un courant anodique de 0,1mA.

L'alimentation du PM est contrôlée par un interrupteur IGBT qui permet de couper la haute tension. L'état de la gâchette de cet interrupteur est lié à l'état de la sortie du comparateur à hystérésis au moyen d'un optocoupleur qui possède sa propre alimentation symétrique.

Lorsque le comparateur bascule, le potentiel de la gâchette devient négatif par rapport à celui de l'émetteur, les condensateurs associés à l'optocoupleur permettent de garantir un courant de gâchette important et donc un blocage très rapide de l'alimentation haute tension du PM. Une fois le blocage de l'IGBT réalisé, le courant débité par l'alimentation du PM est coupé net, le capteur ne risque plus d'être détérioré¹⁶. Le schéma 3.28 résume les interactions entre la carte de contrôle, le PM, l'alimentation et l'oscilloscope. Les

16. Le blocage du PM est cependant retardé par les capacités haute tension présentes dans la douille de branchement du PM

schémas électriques de la carte et son typon sont donnés en annexe G.

L'amplificateur de transimpédance possède une bande passante qui dépend de l'AOP choisi ainsi que du couple résistance et condensateur utilisé. En théorie il n'est pas nécessaire d'utiliser un condensateur en parallèle de la résistance sur la boucle de rétroaction (figure 3.29) mais le signal sortant d'un PM est assez bruité. Les causes de ce bruit sont constituées du courant d'obscurité qui est dû à plusieurs phénomènes : fuites ohmiques, émission thermoélectronique, émission de champ, radioactivité ambiante... et du bruit statistique lié aussi bien aux fluctuations du courant cathodique qu'aux fluctuations de l'émission secondaire [G.P81]. Sans le condensateur de filtrage, le signal provenant du PM est difficilement exploitable.

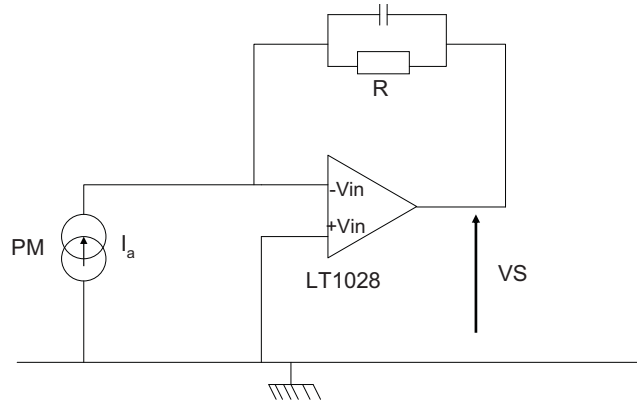


FIGURE 3.29 – Schéma de l'étage d'amplification du courant anodique.

3.2.2.3.3 Bande passante de l'amplificateur

Par la suite, la bande passante résultant des caractéristiques réelles de l'AOP ainsi que de l'utilisation du couple RC choisi est étudiée.

Le signal de sortie de l'AOP résulte de deux gains, le gain différentiel G_1 et le gain du mode commun G_2 :

$$V_s(t) = G_1 \times (+V_{in} - -V_{in}) + G_2 \times \left(\frac{+V_{in} + -V_{in}}{2} \right) \quad (3.106)$$

Le LT1028 possède un taux de réjection en mode commun de 123dB, cela

signifie que le rapport entre le gain différentiel et le gain en mode commun est de $1,4 \times 10^6$. Le gain en mode commun sera donc négligé. Enfin, la broche $+V_{in}$ est directement reliée à la masse, la valeur de la grandeur de sortie est donc :

$$V_s(t) = -G_1 \times {}^-V_{in} \quad (3.107)$$

En étudiant le circuit dans le domaine fréquentiel et par la loi des mailles il vient :

$${}^-V_{in}(j\omega) = V_s(j\omega) + i(j\omega) \times Z_{RC}(j\omega) \quad (3.108)$$

avec

$$Z_{RC}(j\omega) = \frac{R}{1 + jRC\omega} \quad (3.109)$$

En utilisant (3.107) et (3.108), l'expression de la fonction de transfert de l'amplificateur de transimpédance qui fait intervenir le gain de l'AOP est donnée par (3.110).

$$\frac{V_s(j\omega)}{i(j\omega)} = \frac{G(j\omega)}{1 + G(j\omega)} \times Z_{RC}(j\omega) \quad (3.110)$$

Généralement la valeur du gain est tellement importante qu'elle est négligée dans les calculs de fonction de transfert. Mais pour les fréquences importantes il est préférable de tenir compte des variations du gain pour mieux modéliser la réponse du système. La documentation du LT1028 montre que le gain se comporte lui-même comme une fonction de transfert du premier ordre tel que :

$$G(j\omega) = \frac{K}{1 + j\tau\omega} \quad (3.111)$$

Pour étudier la réponse à un échelon de signal on travaille dans le formalisme de Laplace, la transposition est aisément effectuée en remplaçant la variable " $j\omega$ " par " P ". Soit $H(P)$ la fonction de transfert du système tel que :

$$H(P) = \frac{V_s(P)}{I(P)} \quad (3.112)$$

D'après les considérations précédentes sur le gain et le montage de l'AOP, il vient :

$$H(P) = \frac{\frac{-K}{1+\tau P}}{1 + \frac{-K}{1+\tau P}} \times Z_{RC}(P) \quad (3.113)$$

K	K'	τ (s)	τ' (s)
$3,16 \times 10^7$	~ 1	$\sim 0,08$	$1,6 \times 10^{-9}$

Tableau 3.11 – Application numérique du calcul des coefficients K , K' et τ' .

Ou en développant :

$$H(P) = \frac{\frac{-K}{1+K}}{1 + \frac{\tau}{1+K} \times P} \times Z_{RC}(P) \quad (3.114)$$

On définit alors :

$$K' = \frac{K}{1+K} \quad \text{et} \quad \tau' = \frac{\tau}{1+K}. \quad (3.115)$$

L'application numérique donnée dans le tableau 3.11 montre que l'expression finale de la boîte de transfert peut être approximée par l'équation 3.116.

$$H(P) = \frac{-R}{(1 + \tau'P)(1 + RCP)} \quad (3.116)$$

La fonction de transfert peut donc être décomposée en deux éléments simples :

$$H(P) = \frac{\frac{-R}{(1 - \frac{RC}{\tau'})}}{(1 + \tau'P)} + \frac{\frac{-R}{(1 - \frac{\tau'}{RC})}}{(1 + RCP)} \quad (3.117)$$

La fonction de transfert est donc constituée de deux fonctions de transfert du premier ordre chacune. Une application numérique montre que dans le cas d'une résistance de charge de $200\text{k}\Omega$ et d'un condensateur de $3,3\text{pF}$, la constante de temps de l'élément de gauche est négligeable devant celle de l'élément de droite ($1,6\text{ns}$ contre 660ns). Le gain statique de l'élément de gauche est d'environ 486 tandis que celui de droite est de $-2,0049 \times 10^5$. Le terme de gauche qui est l'image de l'imperfection de l'AOP ne présente en réalité que peu d'influence sur la fonction de transfert au vu de la faiblesse de son gain statique. La limitation de la bande passante provient du couple de composant passif RC choisi. Cette limitation est pourtant nécessaire et recherchée pour filtrer les parasites de grande fréquence. Le temps de réponse de l'amplificateur peut donc être estimé au triple de la valeur de la constante RC . Dans le cas le plus favorable, le temps de réponse est donc d'environ $1,8\mu\text{s}$.

Ce temps est à rajouter au temps de réponse du PM de $\sim 24\text{ns}$. Il est évident que le temps de réponse du capteur est négligeable devant celui de

l'électronique qui lui est associée. Le temps de réponse obtenu ici peut être considéré comme acceptable pour l'étude. Pour l'améliorer, il serait nécessaire de réaliser une étude électronique plus élaborée, en faisant attention aux adaptations d'impédance (pour les fils transportant le signal), en réduisant les bruits du PM au maximum. Pour ce dernier paramètre, les solutions existantes seraient de réaliser une boîte optique avec des usinages plus rigoureux, de réaliser un blindage en nu-métal autour du tube et de le refroidir par exemple. Une photo accompagnée d'un schéma du montage est donné figure 3.30, le schéma électrique complet de la carte est donné en annexe G.

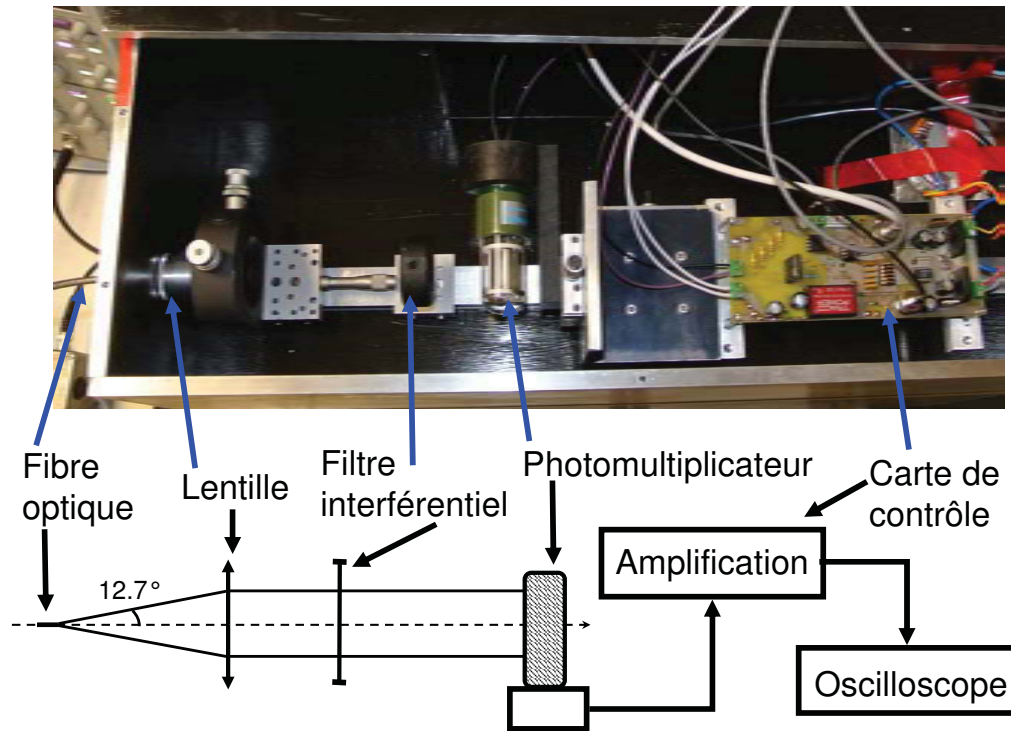


FIGURE 3.30 – Montage et mise en œuvre du PM R928.

3.2.2.3.4 Sélection d'une bande étroite de longueur d'onde

Du fait de sa sensibilité et de son gain très important, le PM permet de détecter et de quantifier le rayonnement issu des corps chauds, mais pour

pouvoir réaliser le suivi en température d'un corps il faut d'abord évaluer la gamme de température qu'il est souhaitable d'observer. La loi de rayonnement du corps noir (figure 3.1) montre en effet que, suivant la température, l'amplitude de luminance varie fortement le long du domaine fréquentiel vu par le capteur. Pour observer une température de quelques centaines de degrés Celsius, il ne serait par exemple pas judicieux d'utiliser un capteur insensible au rayonnement infrarouge. Si le capteur est associé à un autre pour utiliser la méthode de la pyrométrie bicolore, le facteur d'émissivité n'est pas indispensable. Dans le cas contraire il y a deux façons d'intégrer le flux lumineux. La première est d'intégrer toute la lumière sur un domaine de longueur d'onde suffisamment vaste pour considérer que tout le rayonnement est intégré. La loi de Stephan-Boltzmann permet d'écrire, pour un corps noir, la relation qui existe entre l'exitance d'une source et sa température :

$$M(T) = \sigma T^4 \quad (3.118)$$

L'exitance M (W.m^{-2}) est l'énergie radiative totale rayonnée par une source dans un demi-espace en face d'elle. Il s'agit donc d'un transfert de flux entre la surface et chaque surface élémentaire qui forme la demi-sphère devant elle. Pour les sources qui suivent la loi de Lambert, il a été montré par développement de l'équation 3.68 :

$$M(T) = \frac{\phi}{S} = L_e \pi \quad (3.119)$$

avec L_e la luminance énergétique totale du matériau.

Pour les corps réels :

$$M(T) = \epsilon(T) \sigma T^4 \quad (3.120)$$

avec $\epsilon(T)$ le facteur d'émissivité totale qui dépend du matériau et de la température. Dans la littérature, c'est le facteur le plus connu pour divers matériaux. Cette relation caractérise très bien l'échange global radiatif, mais si le flux de puissance est évalué à l'aide d'un détecteur qui possède une sensibilité non constante et limité sur un intervalle, elle n'est tout simplement pas applicable, et ce, même si le facteur d'émissivité totale est très bien connu.

D'abord, la limitation du capteur à un domaine de longueur d'onde restreint fait qu'il n'intègre pas tout le flux radiatif. Or le facteur $\epsilon(T)$ s'applique à tout le domaine de longueur d'onde. C'est une valeur qui résulte d'une intégration sur une vaste plage de longueur d'onde et qui n'est pas

utilisable à loisir sur de petites plages.

S'il est maintenant admis que la plage de sensibilité du capteur coïncide avec le domaine de longueur d'onde où, du fait de la température qu'il faut mesurer, 98% du rayonnement est émis¹⁷, il faut encore pouvoir coefficienter correctement le rayonnement reçu par le capteur. Si la sensibilité du capteur est constante, il suffit de diviser le signal obtenu par cette sensibilité pour obtenir l'exitance et en déduire la température.

Mais si la sensibilité du capteur n'est pas constante, il est impossible de savoir à quelle composante de longueur d'onde est due l'amplitude du signal. Par conséquent il n'est pas possible d'effectuer une correction de la sensibilité et donc l'exitance ne peut être obtenue. Par exemple, si un capteur présente une sensibilité de 0,5 A/W dans le domaine [400-500] nm et une sensibilité de 0,2 A/W dans le domaine [500-800] nm, un signal de 1 A peut être dû à un rayonnement total de 1 W dans le premier domaine auquel s'ajouterait un rayonnement total de 2,5 W dans le second ou bien un rayonnement de 0 W dans le premier domaine et de 5 W dans le second etc... Le signal obtenu est une combinaison linéaire de la sensibilité et du rayonnement, comme il n'y a qu'une seule équation pour deux inconnues dans ce cas, il est déjà impossible d'obtenir l'exitance. Or dans un cas réel, la sensibilité d'un capteur est bien plus compliquée. Lorsqu'un capteur bolométrique¹⁸ est utilisé, la seule façon de déterminer le flux de puissance émis à chaque longueur d'onde est de restreindre l'observation à un domaine de longueur d'onde de quelques nanomètres pour lequel la sensibilité du capteur est considérée comme constante. Le flux de puissance lumineuse peut alors être évalué au moyen de la luminance monochromatique, c'est la deuxième méthode d'intégration du flux lumineux. La plus simple des méthodes consiste à utiliser un filtre interférentiel de bande passante très réduite, comme ceux montés sur le banc de photodiode.

Lorsque l'observation est restreinte à une plage de quelques nanomètres, l'observation concerne la luminance monochromatique de la source. La luminance monochromatique de la source réelle peut être quantifiée à l'aide de la luminance du corps noir et du facteur d'émissivité monochromatique du

17. Pour un corps noir, si λ_m est la longueur d'onde du maximum de radiation, la quasi totalité du rayonnement est intégrée en faisant varier λ entre deux bornes d'intégration tel que $0,5 < \frac{\lambda}{\lambda_m} < 8$ [HA92].

18. Au sens où le capteur fournit un signal qui ne permet pas d'apprécier la forme du rayonnement mais seulement une mesure de la puissance intégrée sur la zone de sensibilité du capteur.

corps réel tel que :

$$L_\lambda(\lambda, T) = \epsilon_\lambda(\lambda, T)L_\lambda^0(\lambda, T) \quad (3.121)$$

avec $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ le facteur d'émissivité monochromatique directionnel. Ce dernier facteur, intrinsèque à la nature du matériau, est malheureusement très variable en fonction de l'état de surface du matériau mais aussi en fonction de l'angle d'observation de la source. Il est notamment fréquent de voir dans la littérature que les facteurs d'émissivité sont plus importants lorsque la direction devient rasante que lorsqu'elle est entièrement normale à la surface [HA92].

Pour le rayonnement normal à la surface, il est cependant souvent considéré que le facteur d'émissivité reste constant lorsque l'angle de rayonnement par rapport à la normale est compris entre 0 et 60° [HA92]. Dans ces conditions, la luminance réelle devient dépendante de la direction et la surface n'est plus lambertienne. Bien que la littérature relate en détail tous ces mécanismes d'émission [HA92] [Her05], les données numériques concernant les facteurs d'émissivité monochromatique sont lacunaires. Ces données ne figurent que pour peu de longueurs d'ondes, et peu de températures. En ce qui concerne le paramètre de la direction du rayonnement de la surface, il est bien souvent peu détaillé voire pas du tout.

Soit le facteur d'émissivité est donné pour un rayonnement normal à la surface, soit l'information de la direction est omise et cela signifie la même chose. Toute la difficulté dans la détermination de ces facteurs est qu'ils changent en fonction de la longueur d'onde mais aussi en fonction de la température. La prise en compte d'un troisième paramètre qui est la direction rend la tâche encore plus difficile. Lorsque la température augmente beaucoup, ce qui est le cas dans cette étude, les transformations de la surface entraînent également d'importantes variations des propriétés radiatives de la surface. Or les coefficients donnés dans la littérature le sont bien souvent pour des atmosphères contrôlées et ne sont donc pas utilisables pour des métaux chauffés dans l'air.

3.2.2.3.5 Choix de la longueur d'onde de travail

En ce qui concerne cette étude, l'émissivité normale à la surface est la grandeur la plus indiquée étant donné le dispositif de mesure (sur ruban fusible avec collimateur perpendiculaire à la surface). Une des références les plus connues étant l'ouvrage de Y.S Touloukian et DP Dewitt [YD70]. Une

autre référence est [Ha03]. Le tableau 3.12 donne une liste non exhaustive des émissivités consultables dans la littérature. Il montre d'abord la différence qui existe entre les différents auteurs. Certains considèrent cette émissivité à peu près constante pour les métaux [HA92] et dépendant avant tout de l'état thermodynamique (liquide ou solide). La variation qui existe sur ce facteur pour différentes températures se révèle effectivement assez faible d'après [YD70]. Les difficultés de mesure et autres influences de l'état de surface des matériaux étudiés rendent d'ailleurs ces variations plutôt subjectives. Il est remarquable que pour des longueurs d'onde inférieures à 600 nm, le passage de l'état solide à l'état liquide n'entraîne pas le "saut" d'émissivité dont il est souvent question dans les publications de contrôle métallurgique. Ce saut est d'un grand intérêt pour suivre la température du métal et notamment pour détecter sa fusion.

Le choix de la longueur d'onde de travail doit donc convenir à la température qu'il faut mesurer, aux données bibliographiques et à un dernier paramètre de sélectivité. Il sera en effet montré dans le chapitre 4 que certaines vapeurs métalliques apparaissent bien avant que l'arc électrique ne s'amorce. Cette constatation a été faite en premier lieu grâce aux expérimentations sur les fils fusibles. Les vapeurs métalliques présentent un rayonnement du type "spectre de raie" indépendant de celui de la surface du métal liquide ou solide. La visée doit donc être réalisée à une longueur d'onde où il n'y a pas de raie. Avant que l'arc ne soit créé, il est supposé que le rayonnement continu de ces vapeurs est négligeable étant donné leur faible concentration. Le rayonnement continu est donc attribué à la surface métallique qui conduit le courant électrique. Lorsque l'arc est créé, le rayonnement continu observé n'est plus celui de la surface métallique, mais celui du plasma d'arc.

Les différentes études spectrométriques réalisées sur l'explosion de fils menées au laboratoire [Gir10], les références bibliographiques trouvées sur les facteurs d'émissivité ainsi que les gammes de température supposée, ont conduit à choisir un filtre interférentiel de bande passante 10 nm et dont la longueur d'onde centrale est centrée sur 680 nm. Ce filtre semble aussi bien adapté à l'étude de l'argent qu'à celle du cuivre. Pour une résistance de charge de 200k Ω et en évaluant les pertes optiques qui proviennent à la fois du système de visée (collimateur) et de la fibre optique, le signal de sortie du banc PM est évalué figure 3.31 pour un corps noir en fonction de la température.

La figure 3.31 montre que la dynamique du signal au cours de l'échauffement est très importante. Au tout début du phénomène, il est nécessaire que le capteur ait une grande sensibilité. Mais lorsque la température commence

λ (nm)	ϵ_λ	Température (K)	Référence
650	0,096	1203	[YD70]
	0,105	1298	
	0,117	1353	
675	0,107	1262	
	0,095	1264	
	0,111	1326	
650	0,125	1358 (solide)	[HA92]
	0,20	1358 (liquide)	
660	0,22	1650	[YD70]
	0,110	1020	
	0,105	1330	
	0,100	1460	
	0,110	1721	
	0,130	1970	
500	0,410	solide à 1358K	[Ha03]
550	0,333	solide à 1358K	
600	0,210	solide à 1358K	
650	0,12	solide à 1358K	
700	0,089	solide à 1358K	
750	0,0741	solide à 1358K	
500	0,410	liquide à 1358K	
550	0,341	liquide à 1358K	
600	0,237	liquide à 1358K	
650	0,163	liquide à 1358K	
700	0,125	liquide à 1358K	
750	0,107	liquide à 1358K	

Tableau 3.12 – Coefficients d'émissivité monochromatique normaux à la surface pour le cuivre.

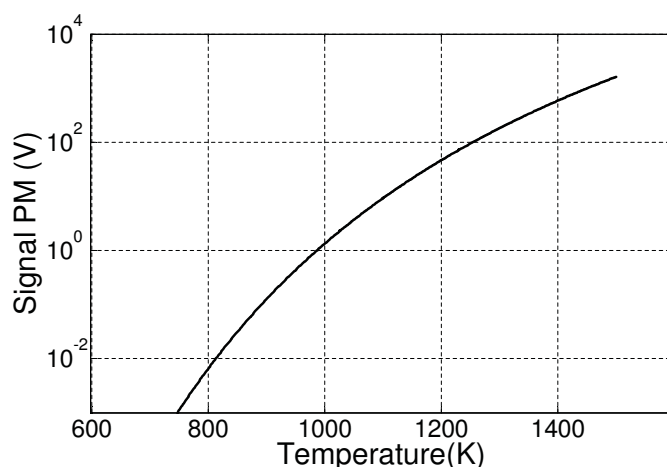


FIGURE 3.31 – Signal de sortie du montage avec PM en fonction de la température pour une résistance de charge de $200\text{k}\Omega$, et un filtre interférentiel centré sur 680 nm. L'amplitude du signal dépasse très vite l'amplitude réellement atteignable par l'AOP.

à devenir importante, le capteur est complètement saturé. C'est dans le but d'éviter sa destruction par un trop fort éblouissement que la carte de contrôle a été réalisée.

Le problème principal de la mesure par PM est que pour une variation de 200K, le signal varie d'un facteur 100. L'oscilloscope utilisé peut en théorie faire une acquisition permettant d'interpréter avec suffisamment de précision une telle dynamique. Par exemple, un signal dont l'amplitude serait comprise entre 100 mV et 10 V peut a priori être mesuré. Mais la précision est médiocre tant que l'amplitude est faible car les signaux sont très bruités. Ainsi, pour le signal obtenu par le PM, le bruit peut être d'amplitude 0,5 ou 1V. L'amplitude maximum que peut fournir l'amplificateur opérationnel est de 15 V, les résistances d'amplifications ont d'ailleurs été calculées de manière à fournir un signal de 15 V à la limite de saturation destructive du tube PM. Par sécurité, et pour prendre en compte le temps de coupure total de l'alimentation du tube, le comparateur à hystérésis coupe l'alimentation lorsque le signal atteint 13 V. La gamme de mesure se résume donc à la plage 1-13V. En ajoutant des filtres à densité neutre devant le PM il est possible de réduire considérablement le signal reçu par le tube. Par ce moyen il est possible de déplacer la zone de température mesurable par le PM, en revanche cette méthode ne change pas la dynamique du signal et donc ne change pas l'étendue de la température mesurable. Les caractéristiques des filtres à densité neutre

Densité optique	Transmission(%)
0,3	50,12
0,5	31,62
1	10,00
2	1,00
3	0,10
4	0,01

Tableau 3.13 – Coefficients de transmission théoriques des filtres d'absorption à densité neutre.

fournies par le constructeur (Lot Oriel) sont données dans le tableau 3.13.

Pour un signal compris entre 1 et 10 V, l'étendue mesurable restera d'environ 100K. Le suivi en température de l'élément fusible du début du chauffage jusqu'à sa fusion n'est donc pas possible en utilisant un seul capteur si l'amplification est linéaire.

3.2.2.3.6 Etalonnage du banc PM

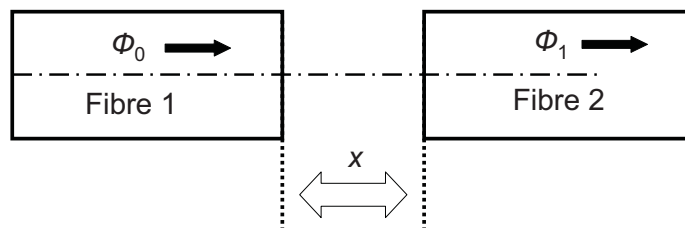


FIGURE 3.32 – Prolongation de la fibre optique par un connecteur SMA.

Toutes les mesures avec le banc PM ont été réalisées en effectuant une visée de surface à l'aide du collimateur. Le cheminement optique du flux lumineux issu de la surface métallique est le suivant.

- a) Une tache de visée, dont le diamètre dépend du réglage du collimateur, émet un flux Φ qui est transmis à la fibre optique. Le flux est proportionnel à la luminance de la surface. Le coefficient de transmission du collimateur est constant est : $1,67.10^{-8}.\text{m}^2.\text{sr}^{-1}$ (section 3.2.1.2).
- b) La première fibre transportant le flux optique Φ_0 est ensuite connectée à une deuxième pour réaliser une prolongation et acheminer le signal jusqu'au banc PM. Cette connexion est assurée par un connecteur SMA qui laisse un espace x de 0,2 mm entre les deux fibres (figure 3.32). La perte engendrée par cette connexion se traduit par un facteur de transmission supplémentaire évalué expérimentalement à 0,68. Ce facteur de transmission détermine le rapport entre la puissance incidente provenant de la première fibre Φ_0 et la puissance effectivement transmise à la deuxième fibre Φ_1 . La transmission de puissance en décibel est évaluée par :

$$Transmission(dB) = 10\log\left(\frac{\Phi_1}{\Phi_0}\right)$$

Il existe des formules pour calculer ce coefficient en décibel en fonction de l'écartement existant entre les fibres, l'une d'elle est donnée par [Men] :

$$Transmission(dB) = -20\log\left(\frac{r_{fib} + x\tan(\theta)}{r_{fib}}\right)$$

avec θ l'angle d'acceptance de la fibre, r_{fib} son rayon et x la distance entre les deux fibres. L'application numérique de cette formule donne une transmission de 0,65, ce qui est proche de l'expérimentation.

- c) La deuxième fibre est ensuite connectée au banc PM. Dans ce banc, la fibre est placée à la distance focale d'une lentille convergente (figure 3.30). L'image de la fibre est donc renvoyée à l'infini. Le faisceau rencontre ensuite le filtre interférentiel centré à 680 nm dont la transmission est de 70,2%. Suivant la plage de température qui doit être observée, des filtres à densités neutre (tableau 3.16) peuvent être ajoutés pour diminuer le flux lumineux parvenant au PM.
- d) Le flux lumineux atteint finalement la photocathode du PM. Cette dernière est de forme rectangulaire et présente une surface de $8 \times 24 \text{mm}^2$ (annexe F). En raison de la forme circulaire du faisceau, la photoca-

thode n'est pas entièrement éclairée par le faisceau et une partie du faisceau déborde de sa largeur.

La sensibilité n'est pas parfaitement homogène sur toute la surface de la photocathode. Le positionnement du tube lui-même par rapport au faisceau revêt une importance. Par exemple l'angle entre la photocathode et le rayonnement incident peut avoir une influence. Les calculs réalisés à l'aide des coefficients de transmission des différents composants optiques ne permettent pas de comptabiliser toutes les pertes dues au positionnement du capteur ou même dues à un défaut de transmission d'un filtre. Pour évaluer quantitativement le flux lumineux provenant de la surface visée il est donc préférable d'effectuer un étalonnage à l'aide d'une lampe étalon. La transmission du flux pendant l'étape a) a pu être vérifiée en effectuant la visée pour différents réglages du collimateur. Pour ces différents réglages aucune différence significative de signal n'a été observée, ce qui est logique compte tenu de la section 3.2.1.2. En ce qui concerne l'étape b), le coefficient de 0,68 a simplement été déterminé en branchant directement la fibre prolongatrice à la place de la première lors de test.

La transmission de flux lors de l'étape c) est calibrée par une courbe de transmission en ce qui concerne le filtre interférentiel. En revanche, les filtres à densité neutre ne possèdent pas de courbe de calibration. Leur transmission, en théorie, ne varie pas sur la plage de longueur d'onde comprise entre 400 et 700 nm. Cette transmission a été vérifiée au moyen de la lampe étalon OSRAM C218 et du spectromètre selon le montage donné figure 3.21. Cette calibration est relative et n'a pas besoin d'être effectuée au courant de calibration de la lampe étalon. Les tests sont donc effectués avec plusieurs valeurs de courant d'alimentation de la lampe. La diminution du courant d'alimentation permet ainsi de diminuer la puissance lumineuse pour les filtres de faible atténuation.

Les filtres de moindre atténuation sont testés en premier dans le tableau 3.14. Le spectromètre acquiert d'abord le signal sans filtre pour plusieurs temps d'expositions différents. Pour des temps d'exposition de l'ordre de la seconde il existe une bonne proportionnalité entre le signal acquis et le temps d'exposition (tableau 3.14). Le signal obtenu pour chaque temps d'exposition est donc ramené par une relation de proportionnalité à un signal acquis sur une seconde. Par exemple, si le flux est acquis avec un temps d'exposition de deux secondes, il est ensuite divisé par deux. Une moyenne des signaux acquis sans filtre est ensuite calculée à partir des signaux ramenée à 1s d'exposition. Tous les autres signaux acquis avec des filtres à densité neutre sont ensuite

Densité optique	Transmission théorique (%)	Temps exposition (s)	Signal (ua)	Signal pour exposition 1s (ua)	Transmission réelle déduite (%)
<i>sans</i>	100	1,00	$1,45 \cdot 10^4$	$1,45 \cdot 10^4$	1,02
<i>sans</i>	100	2,00	$2,82 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^4$	0,993
<i>sans</i>	100	2,50	$3,52 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^4$	0,994
<i>sans</i>	100	3,00	$4,22 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^4$	0,992
0,3	0,5012	2,00	$1,20 \cdot 10^4$	$6,01 \cdot 10^3$	0,423
0,3	0,5012	4,00	$2,51 \cdot 10^4$	$6,27 \cdot 10^3$	0,442
0,3	0,5012	5,00	$2,99 \cdot 10^4$	$5,97 \cdot 10^3$	0,421
0,5	0,3162	5,00	$2,11 \cdot 10^4$	$4,23 \cdot 10^3$	0,298
0,5	0,3162	10,00	$4,27 \cdot 10^4$	$4,27 \cdot 10^3$	0,301
0,5	0,3162	8,00	$3,2 \cdot 10^4$	$4,00 \cdot 10^3$	0,282
1,0	0,1000	8,00	$1,41 \cdot 10^4$	$1,76 \cdot 10^3$	0,124
1,0	0,1000	10,00	$1,62 \cdot 10^4$	$1,62 \cdot 10^3$	0,114
1,0	0,1000	16,00	$2,74 \cdot 10^4$	$1,71 \cdot 10^3$	0,121

Tableau 3.14 – Mesures en unité arbitraire réalisées avec le spectromètre et la lampe étalon alimentée par une intensité de 6,5A. La mesure est réalisée à 680 nm.

comparés à cette moyenne. La transmission réelle des filtres à densité neutre en est déduite.

Les filtres de densité optique supérieure à 1 présentent une atténuation trop importante pour pouvoir être testés avec un flux lumineux de même puissance que dans le tableau 3.14. Pour le tableau 3.15 l'intensité d'alimentation de la lampe étalon est portée à 9 A. La puissance lumineuse est alors trop importante pour pouvoir être mesurée directement par le spectromètre. Les filtres de densité optique supérieure à 1 sont donc calibrés en fonction du filtre de densité optique 1.

Les transmissions ont été vérifiées pour deux longueurs d'ondes différentes : 480 et 680 nm. Seules les mesures pour la longueur d'onde 680 nm sont détaillées dans les tableaux 3.14 et 3.15. La mesure pour 480 nm respecte le même protocole. Les transmissions réelles déduites des filtres sont données avec les transmissions théoriques dans le tableau 3.16.

Les tests montrent une grande variation de la valeur d'atténuation des

Densité optique	Transmission théorique (%)	Temps exposition (s)	Signal (ua)	Signal pour exposition 1s (ua)	Transmission réelle déduite (%)
1,0	$1,00.10^{-1}$	1,00	$3,69.10^4$	$3,69.10^3$	$1,20.10^{-1}$
1,0	$1,00.10^{-1}$	0,500	$1,93.10^4$	$3,86.10^3$	$1,25.10^{-1}$
2,0	$1,00.10^{-2}$	1,000	$5,40.10^3$	$5,40.10^3$	$1,75.10^{-2}$
2,0	$1,00.10^{-2}$	2,000	$1,01.10^4$	$5,05.10^3$	$1,64.10^{-2}$
2,0	$1,00.10^{-2}$	4,000	$1,99.10^4$	$4,97.10^3$	$1,61.10^{-2}$
3,0	$1,00.10^{-3}$	4,000	$4,37.10^3$	$1,09.10^3$	$3,54.10^{-3}$
3,0	$1,00.10^{-3}$	10,000	$9,76.10^3$	$9,76.10^2$	$3,16.10^{-3}$
3,0	$1,00.10^{-3}$	16,000	$1,60.10^4$	$9,99.10^2$	$3,24.10^{-3}$
4,0	$1,00.10^{-4}$	16,000	$3,86.10^3$	$2,41.10^2$	$7,82.10^{-4}$
4,0	$1,00.10^{-4}$	32,000	$6,97.10^3$	$2,18.10^2$	$7,06.10^{-4}$

Tableau 3.15 – Mesures en unité arbitraire réalisées avec le spectromètre et la lampe étalon alimentée par une intensité de 9A. La mesure est réalisée à 680 nm.

Densité optique	Transmission (%)	Transmission réelle à 480 nm (%)	Transmission réelle à 680 nm (%)
0,3	$5,012.10^1$	$4,31.10^1$	$4,29.10^1$
0,5	$3,162.10^1$	$3,15.10^1$	$2,94.10^1$
1	$1,000.10^1$	9,79	$1,2.10^1$
2	1,000	$6,47.10^{-1}$	1,66
3	$1,000.10^{-1}$	$1,15.10^{-1}$	$3,31.10^{-1}$
4	$1,000.10^{-2}$	$1,46.10^{-2}$	$7,44.10^{-2}$

Tableau 3.16 – Coefficients de transmission des filtres à densité neutres théoriques et réels.

Filtre DN	Transmission réelle (%)	Signal expérimental (V)	Signal théorique avec filtres (V)	Rapport de transmission total
4 + 1	$8,90.10^{-5}$	4,9	$1,05.10^2$	$4,66.10^{-2}$
4 + 2	$1,24.10^{-5}$	$6,86.10^{-1}$	$1,46.10^1$	$4,69.10^{-2}$
3 + 2	$5,52.10^{-5}$	2,89	$6,52.10^1$	$4,43.10^{-2}$
3 + 2 + 1	$6,60.10^{-6}$	$4,33.10^{-1}$	7,8	$5,55.10^{-2}$
3 + 1 + 0,5 + 0,3	$4,99.10^{-5}$	3,15	$5,90.10^1$	$5,34.10^{-2}$
3 + 1 + 0,5	$1,16.10^{-4}$	7,1	$1,38.10^2$	$5,16.10^{-2}$
3 + 1 + 0,3	$1,70.10^{-4}$	10,8	$2,01.10^2$	$5,38.10^{-2}$

Tableau 3.17 – Étalonnage du banc PM avec la lampe étalon.

filtres. L'atténuation est de plus très différente en fonction de la longueur d'onde de travail. Par la suite, seules les valeurs d'atténuation calculées à 680 nm sont utilisées. La réponse de toute la chaîne de mesure est vérifiée à 680 nm au moyen d'un filtre interférentiel, des filtres à densité neutre (DN) et de la lampe étalon OSRAM C218 étalonnée par [BF14]. La lampe étalon est cette fois-ci utilisée avec son intensité de calibration qui est de 15,25 A. Les deux fibres de mesure et de prolongation sont couplées comme elle le sont pour les expérimentations sur ruban fusible, l'atténuation qui provient de leur couplage n'est pas prise en compte. La luminance de la lampe dans ces conditions est $1,442.10^{11} \text{W.m}^{-2}.\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Le signal calculé en tenant compte du coefficient de transmission du collimateur et du filtre interférentiel est $1,18.10^6 \text{V}$. Le tableau 3.17 donne les mesures effectuées pour plusieurs configurations de filtre. Le rapport entre le signal expérimental et théorique est en moyenne de $5,0.10^{-2}$. En prenant en compte le facteur de transmission dû au couplage des fibres (0,68), il faut déduire de cette atténuation totale qu'il existe un facteur 7,5 % entre le signal calculé et celui réellement acquis.

Le positionnement du capteur et les diverses pertes par réflexion ne sont certainement pas responsables d'une perte aussi importante. Il est possible que le PM utilisé ait perdu en sensibilité, néanmoins la réponse est toujours proportionnelle à la puissance lumineuse et il est donc possible d'effectuer une mesure avec le banc PM tel qu'il est.

On retiendra du montage réalisée avec le PM qu'il permet d'acquérir et de quantifier le flux radiatif émis par une source même si ce flux est faible. Cette caractéristique le désigne pour mesurer le flux émis par le métal à faible température. En revanche, la grande sensibilité du capteur ainsi que la grande variation de flux émis par un corps lorsque sa température augmente,

font que la variation de température mesurable par ce montage n'est que de 100K. Par le biais de filtres, et par la connaissance des émissivités spectrales du métal, il est possible de choisir la gamme de température mesurable par le montage. Le banc PM peut donc permettre de vérifier si la température reste inférieure ou devient supérieure à certaines limites qui sont définies par le choix des filtres. C'est dans cet optique qu'il sera utilisé dans l'étude.

3.2.2.4 Imagerie ultra-rapide

L'imagerie ultra-rapide permet de visualiser le déroulement de l'explosion de l'élément fusible. Elle est principalement utile pour comprendre le phénomène de manière qualitative, pour déterminer les lieux d'amorçage sur les rubans par exemple ou pour déterminer le chemin de passage de l'arc. Un signal de trigger permet ensuite de corréler les images prises avec les courbes de tension et de courant. La caméra ultra-rapide utilisée est le modèle Micro M310 de AMETEK. Elle permet d'obtenir 3260 images par secondes en résolution maximale (1280×800 pixels) et jusqu'à 650000 en basse résolution (128×800 pixels²). Le temps d'exposition minimum pour chaque image est $1 \mu s$ et le modèle choisi acquiert des images en noir et blanc. La caméra est représentée figure 3.33.



FIGURE 3.33 – Camera rapide M310.

3.3 Capteurs électrotechniques, sources de puissance.

Pour mesurer les caractéristiques électriques de l'élément fusible durant l'explosion, des sondes de tension et de courant sont utilisées en fonction

de la gamme de courant de l'essai. La sonde de tension est la sonde différentielle P5200 de Tektronix possédant une bande passante 200 MHz, une atténuation réglable divisant par 50 ou 500 et supporte des tensions allant jusqu'à 6000V¹⁹. La mesure de courant est effectuée par deux capteurs en fonction de la gamme de courant employée sur l'élément fusible. Pour les faibles courants il s'agit d'un shunt de 0,1 Ω , la bande passante est alors celle de l'oscilloscope. Le deuxième capteur utilisé pour les courants supérieurs à 50 A est un LEM LT 4000S. Ce type de capteur utilise l'effet Hall pour faire la mesure de courant. La bande passante de ce capteur s'étend entre 0 et 100 kHz tandis que la rampe de courant maximale enregistrable est de 50 A. μ s⁻¹. La gamme de courant mesurable est comprise entre -6000 et 6000 A.

Pour réaliser les amorçages sur les éléments fusibles, deux principales sources ont été utilisées. La première est une alimentation délivrant un courant régulé entre 0 et 50 A. La régulation s'effectue par découpage à une fréquence d'environ 65 kHz, le schéma de puissance de cette alimentation, typiquement celui d'un convertisseur du type "buck converter", est représentée figure 3.34. Le courant obtenu étant assez bruyé, une inductance supplémentaire de 23,7 mH a été ajoutée en série avec la charge²⁰. Cet ajout entraîne une modification du régime d'arc en augmentant sa durée mais a priori ne perturbe pas la transition préarc-arc. La régulation de l'alimentation n'est pas comparable à un système du premier ou du deuxième ordre. La réponse de l'alimentation à une consigne de courant de 20 A est donnée figure 3.35. Bien que la consigne soit de 20 A le courant stagne pendant environ 40ms à 1 A et commence à monter ensuite avec une perturbation de courant lors de son ascension.

La seconde alimentation utilisée est un banc capacitif dont le schéma de puissance est donné figure 3.36. Les condensateurs dont le banc est composé peuvent être chargés jusqu'à la tension limite 250V. Les valeurs de capacité, de résistance et d'inductance du banc sont données dans la figure 3.36

19. 600V en différentiel et 2300V en mode commun.

20. C'est-à-dire l'élément fusible.

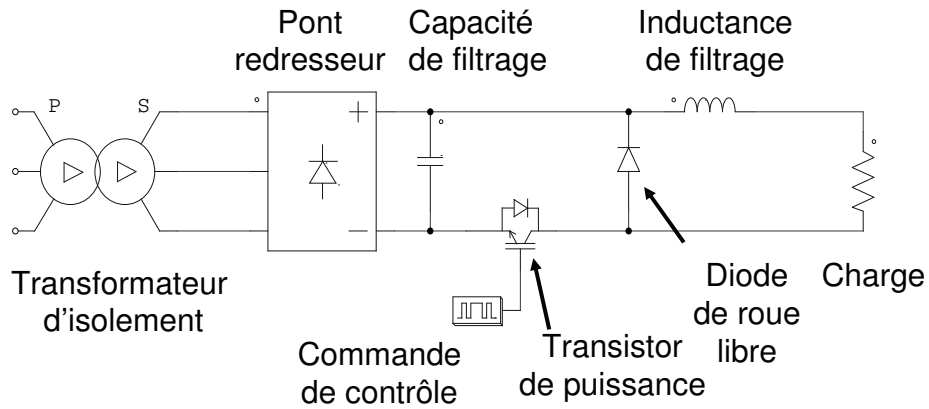


FIGURE 3.34 – Schéma de puissance de l'alimentation à courant régulé, le courant maximal régulé est de 50 A, ce courant peut être maintenu pour une tension de charge inférieure à 300V.

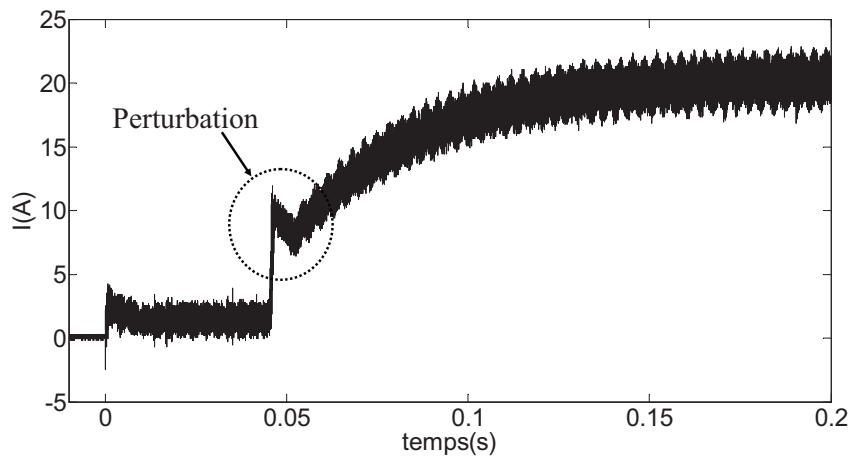


FIGURE 3.35 – Réponse de l'alimentation de courant régulé à un échelon de consigne de 20 A. Le test est réalisé en court-circuit.

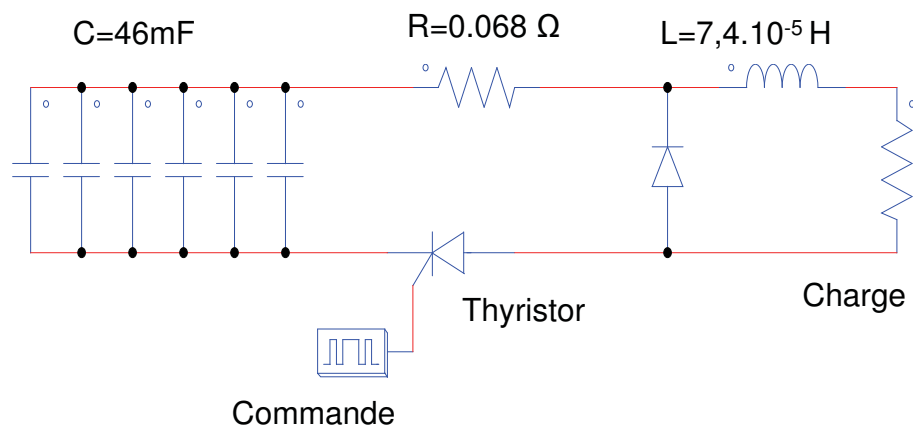


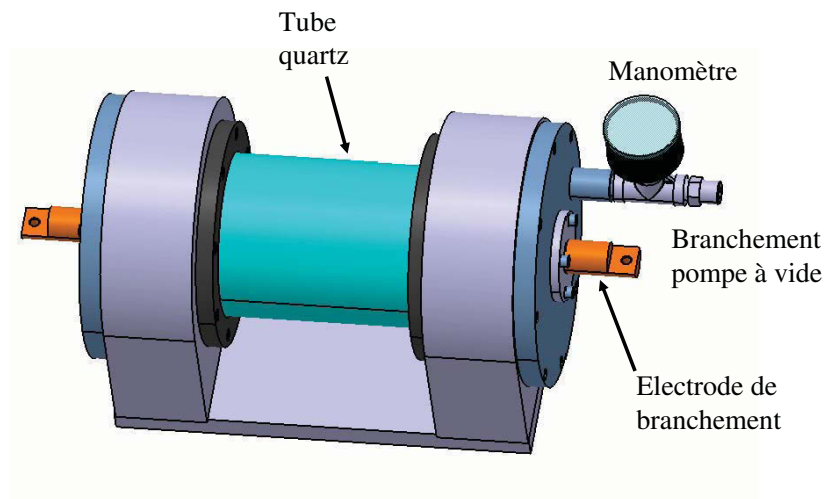
FIGURE 3.36 – Schéma de puissance du banc capacitif.

3.4 Chambres d'explosion

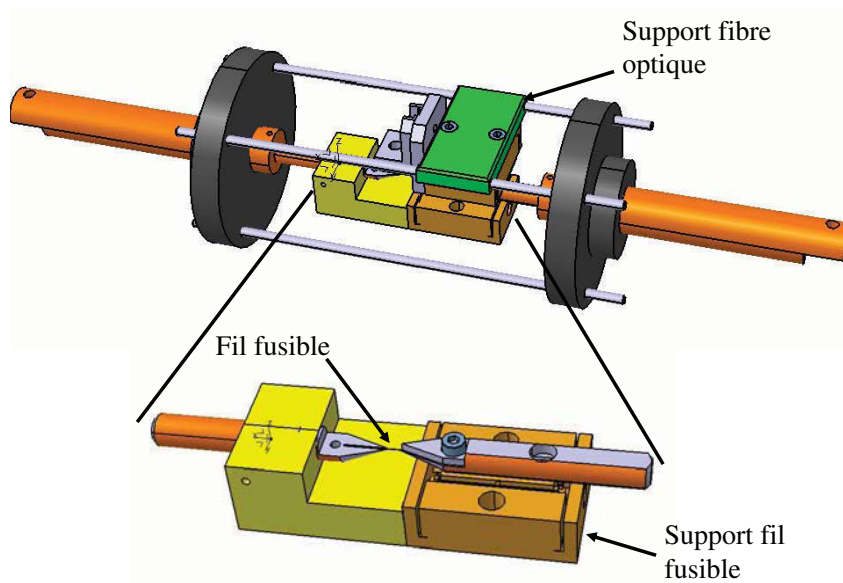
Les éléments fusible qui explosent sont susceptibles de produire des gouttelettes de matière fondue, projetée dans l'espace environnant. Par mesure de sécurité il est donc préférable de confiner ces explosions dans des cellules de test. L'importance de ces cellules n'est pas uniquement d'ordre sécuritaire, il a été vu dans la partie 3.1.2 que la pression peut jouer un rôle dans les facteurs d'élargissement des raies émises par les vapeurs métalliques, elle peut aussi entraîner des phénomènes d'auto-absorption, constituant des sources d'erreurs dans l'analyse des formes de raie. Les cellules utilisées doivent donc permettre de faire un vide d'air primaire et, pour d'autres expérimentations éventuelles du laboratoire de combler ce vide par un autre gaz. La principale caractéristique des chambres d'explosion est donc leur étanchéité.

La première chambre d'explosion qui a été utilisée au début de l'expérimentation est représentée figure 3.37. Cette chambre a reçu des modifications pour pouvoir accueillir une fibre optique. Cependant, du fait de sa faible contenance, elle reste limitée à de faibles puissances et ne permet pas de contenir d'autres appareillages de mesure. La conception de cette cellule rend de plus le montage et le démontage fastidieux. L'étanchéité de la cellule, du fait du passage de la fibre optique est d'autre part médiocre. Pour adapter de plus fortes puissances, ajouter d'autres capteurs, utiliser d'autres géométries d'éléments fusibles et même pour réaliser une visée plus précise, il était nécessaire de concevoir une nouvelle chambre d'expérimentation.

La nouvelle chambre conçue est dotée de passages de cloison parfaitement étanches pour la transmission des signaux des capteurs et pour le passages des fibres optiques. La chambre est dotée d'un montage mécanique supportant l'élément fusible et d'un montage mécanique supportant le collimateur utilisé pour faire la visée optique (figure 3.39b). Le montage est constitué d'une table de positionnement 3 axes. Le premier axe permet le déplacement du collimateur le long de la section réduite de l'élément fusible. Étant donné que les dimensions sont les plus importantes sur cet axe, et pour faciliter l'expérimentation, la vis sans fin qui réalise le déplacement du collimateur longitudinalement est motorisée. Le moteur pas à pas utilisé est un moteur VEXTA présentant 400 pas par tour. Le moteur est contrôlé en demi-pas à l'aide d'un montage électronique utilisant un microcontrôleur pic basic PB3B. L'interface de contrôle du déplacement est constituée d'un affichage digital qui précise le sens de déplacement, la longueur de déplacement désirée ainsi que le déplacement total déjà réalisée par rapport à l'origine (prise au moment de la mise sous tension du microcontrôleur). Ainsi il est possible



(a) Cellule complète.



(b) Support du fil et de la fibre optique.

FIGURE 3.37 – Cellule de test initiale, utilisée au début de l'étude, a) vue extérieure de la cellule, b) intérieur de la cellule.

d'adopter n'importe quelle origine sur des rubans fusibles identiques et de réaliser des visées optiques à des endroits bien spécifiques suivant les besoins de l'étude. Le montage a été réglé pour fournir un déplacement précis au centième de millimètre, même si en réalité, chaque pas du moteur correspond à un déplacement inférieur²¹. Le schéma électronique du contrôleur du moteur ainsi que le programme du microcontrôleur est fourni en annexe H. Le deuxième axe permet le déplacement du collimateur suivant la largeur de l'élément fusible, ce déplacement est assurée par une table mécanique de chez Newport équipée d'une butée micrométrique. Enfin le dernier axe est constitué d'une table à crémaillère dont le chariot est déplacé à l'aide d'une molette. Cette table assure la mise au point de la tache de visée du collimateur, elle est précise au dixième de millimètre près. La fermeture de la nouvelle chambre ne perturbe pas la visée optique et le volume beaucoup plus important permet de positionner d'autres capteurs en son sein. La figure 3.39 représente la nouvelle chambre d'explosion. En ce qui concerne les fibres optiques, il a été décidé d'en faire passer deux dans la chambre, dans l'éventualité de réaliser deux visées à des endroits différents sur l'élément fusible. Le passage de cloison utilisé est lié au couple de fibre optique (figure 3.38).

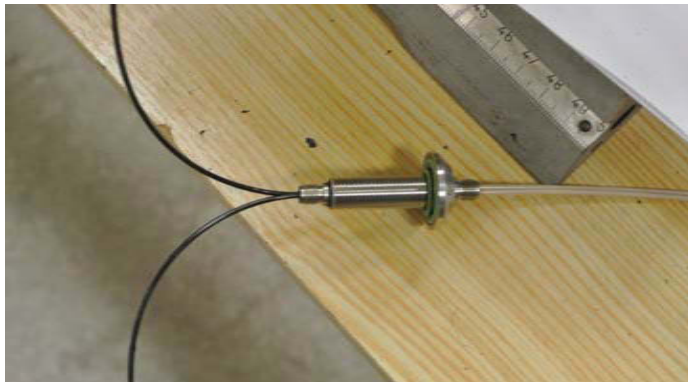
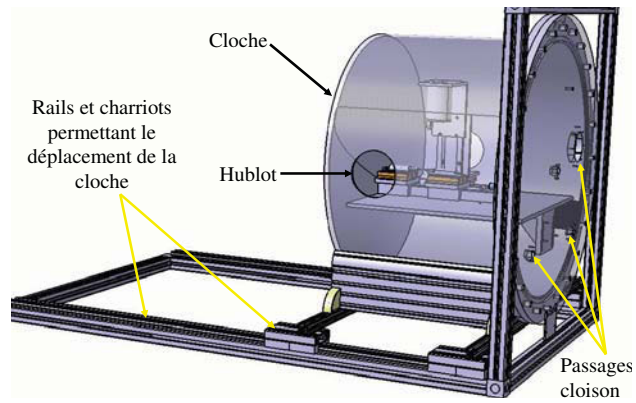
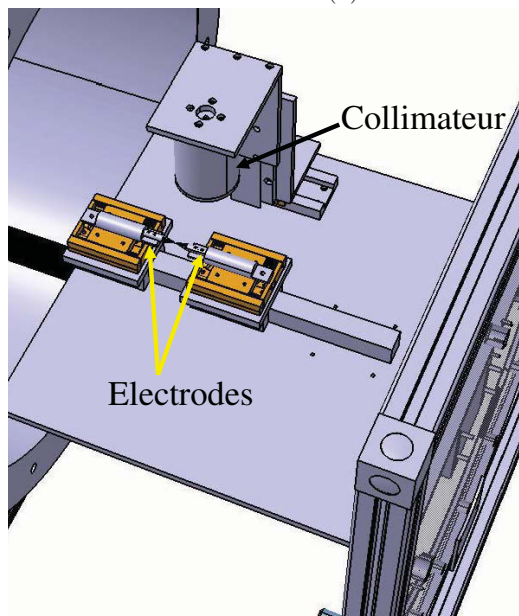


FIGURE 3.38 – Passage de cloison des fibres optiques.

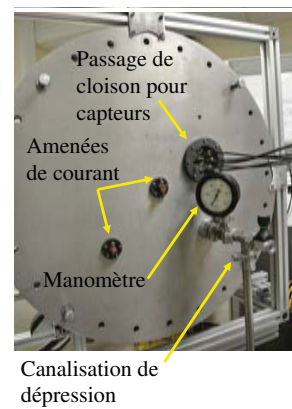
21. le montage réalisé à l'aide de la vis sans fin permet en effet d'obtenir un déplacement de 10^{-2} mm pour 60 pas du moteur



(a) Chambre d'explosion fermée.



(b) Chambre d'explosion ouverte.



(c) Vue du disque bâti.

FIGURE 3.39 – Cellule de test finale, a) chambre d'explosion et bâti réalisé en profilé, b) intérieur de la chambre, c) vue d'ensemble des passages de cloisons.

Chapitre 4

Mesures et résultats

Environ 130 tests ont été réalisés au sein du laboratoire, pour la majorité sur des fils explosés. Sur la totalité de ces tests, 18 sont présentés dans ce chapitre. Ils correspondent aux expérimentations qui ont le mieux réussi du point de vue des acquisitions spectrométriques. La synchronisation des mesures électriques et spectrométriques constitue en effet la principale difficulté dans l'étude de l'amorçage des éléments fusibles (section 4.1). Suivant la chambre d'explosion utilisée, des diagnostics supplémentaires ont pu être réalisés. Notamment, dans la deuxième chambre, des tests ont été réalisés avec le banc capacitif et il a été possible de réaliser un diagnostic par imagerie ultra-rapide. Les tests analysés dans ce chapitre sont répertoriés dans le tableau 4.1 (section 4.1.3), leur étude est ensuite développée dans les sous-sections 4.2 et 4.4.

4.1 Bancs d'expérimentation et mesures

Les deux sous-sections 4.1.1 et 4.1.2 présentent les deux bancs d'expérimentation utilisés durant cette étude. Les possibilités de mesures optiques sont plus nombreuses pour le deuxième qui a été conçu dans ce but. Elles sont présentées dans la sous-section 4.1.2. Les bancs de photodiodes montés de manière à détecter les raies spécifiques aux transitions des vapeurs de cuivre ont été utilisés avec les deux bancs d'essais. La trop faible sensibilité des photodiodes n'a pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants, aussi n'en est-il pas fait mention. Cependant les bancs de photodiodes ont été utilisés avec d'autres filtres pour faire de la pyrométrie bicolore avec le banc n°2.

4.1.1 Banc n°1

Le banc d'essais n°1 est constitué de la première chambre d'explosion décrite en section 3.4, d'un shunt de courant de $0,1 \Omega$, de la sonde de tension différentielle P5200 (section 3.3), d'un oscilloscope Tektronix DPO 7104 (bande passante 1GHz 4 voies), d'un boîtier trigger, d'une fibre optique XSR de diamètre $115 \mu\text{m}$, d'une bobine de lissage de 20mH et enfin du spectromètre décrit dans la section 3.2.2.1. La figure 4.1 donne le schéma de l'expérimentation.

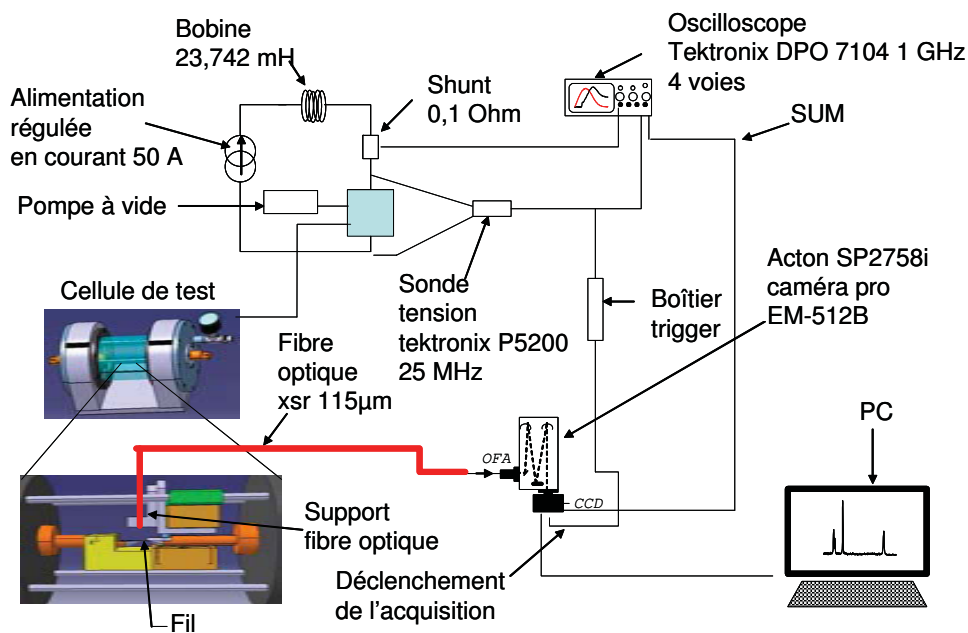


FIGURE 4.1 – Banc n°1 d'expérimentation.

Ce premier banc de mesure ne permet de tester que des fils fusibles et n'utilise que la source de courant régulé. Une fibre optique est positionnée par un montage mécanique au-dessus du fil. L'étroitesse de la première chambre d'explosion rend impossible la visée du fil par la fibre optique d'une autre manière qu'en "direct", c'est-à-dire sans dispositif optique supplémentaire (section 3.2). Le fonctionnement du banc est le suivant :

- a) une consigne de courant (typiquement 20 A) est appliquée au générateur de courant, le courant est acquis via un shunt de $0,1 \Omega$ par l'oscilloscope.
- b) La tension aux bornes du fil est mesurée par une voie de l'oscilloscope

grâce à la sonde de tension P5200. Le signal de la sonde est également raccordé au trigger.

- c) Le boîtier trigger est raccordé au spectromètre. Lorsque le niveau de tension aux bornes du fil atteint un seuil fixé expérimentalement, le boîtier trigger émet une impulsion au spectromètre qui déclenche l'acquisition spectrométrique.
- d) Le flux lumineux émis par le fil et les vapeurs métalliques est acheminé jusqu'au spectromètre par la fibre optique.
- e) Le spectromètre retourne un signal créneau nommé Shift Under the Mask (SUM). Chacun des états hauts correspond à l'enregistrement d'un spectre. Ce signal est acquis sur une voie de l'oscilloscope et permet de positionner chaque spectre sur une base de temps commune aux autres grandeurs observées tel que la tension et le courant.

La principale difficulté de l'expérimentation est de fixer le seuil de tension sur lequel le boîtier trigger doit déclencher l'acquisition spectrométrique. Le but de l'expérimentation étant en partie de détecter les vapeurs métalliques avant l'ignition de l'arc électrique, cette acquisition doit débuter avant l'apparition de l'arc. Cependant, avant l'amorçage, la tension aux bornes du fil augmente de manière progressive, aucun saut important de tension n'est observé. Si l'expérimentation montre que la tension avant l'arc est assez répertable, le bruit qui se superpose au signal de la sonde de tension est d'une amplitude comparable à celle du signal. Même si le trigger est réglé sur un seuil de tension fin, il peut donc y avoir un déclenchement en avance. La prise en compte du bruit, c'est-à-dire fixer un seuil de déclenchement plus haut peut à l'inverse entraîner un déclenchement en retard. L'acquisition spectrométrique comprend environ 500 spectres. Suivant le temps d'acquisition de chacun, le temps d'acquisition total change beaucoup. Par exemple, si le temps d'exposition d'un spectre est de $20\mu s$, le temps total d'acquisition sera d'environ $10^4\mu s$. La durée typique du préarc pour un test effectué avec une consigne de 20 A est environ 50 ms¹ pour un fil de diamètre $50\mu m$. Dans ces conditions, obtenir des spectres avant et après l'arc ne demande pas un

1. Ce temps n'est pas du tout comparable à un temps de préarc qui serait mesuré avec un échelon de courant parfait. L'alimentation régulée possède une caractéristique d'établissement du courant qui commence par débiter 1 A au lieu de 20 sur une durée de presque 45 ms avant d'entamer une rampe de courant pour atteindre sa valeur de consigne (section 3.3). Le fil chauffe peu durant la phase initiale, ce qui explique ce long temps de préarc.

réglage du trigger très fin.

En revanche, lorsque le temps d'exposition du spectromètre est ramené à $1\ \mu\text{s}$ par spectre, l'acquisition totale dure environ $500\ \mu\text{s}$. Cette fenêtre temporelle réduite est beaucoup plus délicate à interposer entre les deux phases d'explosion (préarc et arc). De nombreux essais sont parfois nécessaires pour faire l'acquisition souhaitée (le déclenchement idéal étant $250\ \mu\text{s}$ avant l'amorçage). Le simple fait de refaire une expérimentation, avec les mêmes réglages peut conduire à un succès ou à un échec, ce qui explique pourquoi autant de tests ont été nécessaires.

La première chambre d'explosion étant de dimension restreinte, il n'est pas possible d'utiliser d'autre source de puissance que le générateur de courant régulé. De fortes intensités peuvent en effet conduire à une dégradation de la fibre optique et des éléments mécaniques de positionnement. Le montage et démontage mécanique de la première chambre (nécessaire pour chaque nouvelle explosion) est assez long et rend le positionnement de la fibre au-dessus du fil imprécis. Les montages et démontages répétés nuisent d'autre part à la tenue de l'étanchéité de la chambre d'explosion.

Pour expérimenter des courants plus importants, pouvoir faire des expérimentations sur des rubans fusible et obtenir un placement précis du capteur optique, un deuxième banc d'expérimentation a été réalisé.

4.1.2 Banc n°2

Le deuxième banc d'expérimentation permet toutes les mesures du premier, mais son volume plus important autorise le placement d'autres capteurs immédiatement à proximité du fil et permet d'accueillir un montage optique de visée précis. Le flux lumineux issu du fil explosé n'est plus transmis par une visée en direct de la fibre optique. La visée est effectuée par un collimateur (section 3.2). L'avantage du collimateur est d'apporter une meilleure collection du flux lumineux (meilleur facteur de transmission), il permet en outre de s'éloigner de la source de lumière (la distance minimum est de 50mm avec le collimateur contre 5mm avec une visée en direct). L'éloignement du capteur optique est préférable pour les intensités d'explosion importantes qui sont nécessaires à l'étude des rubans fusibles. Le collimateur est positionné par un dispositif mécanique beaucoup plus précis (section 3.4) ce qui permet d'étudier la localisation des lieux d'amorçage.

Le banc d'expérimentation n°2 est donc constitué du générateur de cou-

rant régulé ou du banc capacitif. Les capteurs de tension et de courant sont les mêmes à ceci près que pour les décharges capacitives le capteur de courant est le LEM LT4000S (section 3.3). Le deuxième banc d'expérimentation peut être constitué de plusieurs capteurs optiques. Deux fibres optiques sont présentes dans la deuxième chambre d'expérimentation, cela peut permettre par exemple d'observer deux endroits différents du ruban fusible en même temps. Dans le cas où deux capteurs optiques doivent être utilisés pour le même point de mesure, deux bundles de fibres optiques qui séparent le flux lumineux en deux parties égales peuvent être utilisés afin de diriger le signal vers deux capteurs.

Trois capteurs optiques différents peuvent être utilisés avec le banc n°2.

- a) Le spectromètre.
- b) Le banc PM (mesure pyrométrique).
- (c) Le banc de photodiodes (pyrométrie bicolore).

Lorsque le spectromètre est utilisé, le déroulement de la mesure est identique à celui du banc n°1 et seule la visée optique diffère. Le banc PM n'est utilisé que pour des rubans fusibles industriels car la mesure pyrométrique simple nécessite une connaissance absolue de la luminance de la cible. Or le facteur de transmission du collimateur n'est valable que pour les surfaces planes.

4.1.3 Plan de mesures et objectifs

Les expérimentations ont été principalement menées sur des fils fusibles en raison de l'importance des données bibliographiques qui les concernent. Ces études permettent d'effectuer une comparaison avec les expérimentations menées au LAEPT. Les rubans fusibles ont commencé à être étudiés à la fin de ce travail en mettant en place de nouveaux outils de diagnostic (banc PM). Le but de l'étude est de fournir des données expérimentales sur la transition préarc-arc des fils fusibles et de comparer ces données avec celles obtenues pour les rubans fusibles.

Suivant les principes physiques donnés dans la section 3.1.2, les mesures spectrométriques permettent de réaliser des diagnostics concernant la densité électronique des vapeurs et leur température d'excitation. Les premiers spectres de raie permettent également de détecter le moment d'apparition des premières vapeurs de cuivre. Concernant la température, elle peut être

déterminée à partir du rapport de surface de deux raies ou de la pente de Boltzmann dans le cas où plus de deux raies sont exploitables (section 3.1.2). Des comparaisons sont effectuées entre les deux méthodes d'évaluation des températures. Dans le cas de la pente de Boltzmann, les raies utilisées sont données dans la légende de la courbe correspondante.

L'évaluation de la densité électronique est quant à elle réalisée à partir de l'élargissement des raies dont toutes les causes ont été données en section 3.1.2. L'exploitation des spectres a été réalisée en faisant des hypothèses sur la prépondérance des différents facteurs d'élargissement. Ces hypothèses correspondent donc à des méthodes différentes :

- a) Méthode 1. La méthode 1 fait l'hypothèse d'une fonction d'appareil constante sur toute la plage de longueur d'onde de mesure. Or une variation de l'élargissement due à la fonction d'appareil en fonction de la longueur d'onde de travail a été constaté. Cette méthode est donc fautive et n'est pas présentée. Les autres méthodes prennent en compte cette variation.
- b) Méthode 2b. L'élargissement gaussien est typiquement constitué de deux composantes qui sont la fonction d'appareil et l'effet Doppler. Cette méthode ne prend pas en compte l'effet Doppler.
- c) Méthode 3. Cette méthode prend en compte la fonction d'appareil et l'élargissement Doppler pour déterminer la composante gaussienne.

En ce qui concerne les élargissements lorentziens il a été choisi de négliger l'effet Van Der Waals (section 3.1.2). L'élargissement est donc imputé à l'élargissement Stark uniquement. Lorsque la contribution de l'élargissement de pression est déterminée par le fit (section 3.1.2), le calcul de la densité électronique est réalisé à partir de trois sources bibliographiques [CC85], [Na86] et [Ba10]. En revanche, les données de [Ba10] ne traitent que de la raie centrée à 510,54 nm. Pour les résultats, les températures d'excitation et les densités électroniques déduites des spectres de raie sont représentées sur des graphiques avec la tension. Cela permet ainsi de discerner clairement la phase de préarc qui survient avant le saut de tension et la phase d'arc qui survient après.

La densité électronique est légendée par la longueur d'onde du centre de la raie qui a permis de la calculer ainsi qu'entre parenthèse par la méthode choisie pour effectuer le calcul (2b ou 3). Les barres verticales associées à chaque

point de température représentent l'incertitude estimée de la méthode. Les incertitudes sont plus difficiles à évaluer pour la densité et ne sont pas données. En revanche des comparaisons sont réalisées entre les deux méthodes (2b et 3) et les différentes données provenant de [Na86] et [CC85].

Enfin, une comparaison est effectuée entre la densité électronique évaluée par les élargissements de raie en fonction de la température et un calcul de composition réalisé suivant la méthode décrite dans [PJW⁺07]. Les courbes résultant du calcul sont légendées par le terme "calcul". Les pressions utilisées pour les calculs sont considérées constantes pour toute la plage de température. Le plasma considéré n'est formé que de cuivre et la masse de cuivre considérée est celle d'un fil de 50 μm de diamètre et de 4 mm de long, soit une masse totale de $7,0 \cdot 10^{-8} \text{kg}$. La température de comparaison est la température d'excitation obtenue par la méthode du rapport des raies. La pression utilisée pour réaliser le calcul est indiquée entre parenthèses dans la légende des figures après le terme "calcul".

Les mesures de pyrométrie bicolore sont données pour deux tests uniquement car elles ne concernent que l'arc électrique et non plus son amorçage. Il peut être cependant intéressant de connaître la température du plasma d'arc juste après son amorçage et de la comparer à celle obtenue pour les vapeurs. Les résultats de ces mesures sont donc donnés dans la section 4.2.2.4. Les rubans fusibles à disposition ne sont pas en cuivre mais en argent. L'émissivité de l'argent fournie par [Ha03] a donc été utilisée pour faire les mesures pyrométriques. Ces émissivités sont données dans la section 4.4.

La température des vapeurs métalliques des tests réalisés avec l'alimentation à courant régulé n'est connue que par les températures d'excitation déduites des spectres de raie. Dans cette section, ces températures sont comparées à celles calculées par la théorie de l'explosion de nucléation (section 2.3.3). La comparaison est effectuée entre les températures d'excitation maximales relevées (car ce sont celles obtenues au moment de l'explosion, quand l'arc apparaît ou durant la transition) et la température d'explosion calculée pour le diamètre du fil. Le temps qui s'écoule entre le moment où une partie du fil devient liquide et le moment où le fil explose est suffisamment court pour que l'intensité débitée par l'alimentation électrique (banc capacitif ou alimentation régulée en courant) ne varie quasiment pas. Le courant utilisé pour le calcul de la température d'explosion est donc celui effectivement atteint lors de l'apparition de la montée rapide de tension aux bornes du fil. Pour les essais réalisés avec le banc capacitif, un palier de courant est d'ailleurs visible entre le moment où la tension croît très vite et le moment où

elle décroît avec la même vitesse². La température d'explosion est calculée de trois manières différentes.

- a) Si l'intensité I est inférieure à l'intensité critique correspondant au rayon du fil (section 2.3.3.2 et figure 2.28), l'explosion est en théorie déclenchée par les instabilités MHD et la température est calculée uniquement en fonction du temps que mettent ces perturbations à apparaître.
- b) Si l'intensité I est supérieure à l'intensité critique correspondant au rayon du fil, l'explosion est déclenchée par le processus de nucléation. La température est alors calculée en fonction de ce phénomène uniquement (section 2.3.3).
- c) Si l'intensité I est identique à l'intensité critique correspondant au rayon du fil, alors la température est la température maximale atteignable pour le fil considéré et est calculée en fonction du processus de nucléation et des perturbations MHD (section 2.3.3).

Le tableau 4.1 donne la configuration de toutes les mesures présentées dans ce chapitre.

2. La décroissance est en fait assimilable à l'amorçage de l'arc comme le montre la section 2.3.1

Test	Source de puissance	Chambre	Diagnostic	Élément fusible	Pression (bar)	
26	DC 20A	1	Spectrométrie	Fil 0,05mm	20.10^{-3}	
30						
54						
92	Décharge capacitive 100V	2	Pyrométrie bicolore		P_{atm}	
95	DC 20A		Imagerie rapide + spectrométrie		20.10^{-3}	
96						
98	Décharge capacitive 100V					P_{atm}
99						
100						
101						
102	Décharge capacitive 300V		Imagerie rapide	Ruban argent config 1	P_{atm}	
103				Ruban argent config 2		
106	Décharge capacitive 100V		Pyrométrie bicolore	Fil 0,125mm		
107	Décharge capacitive 300V		Imagerie rapide +pyrométrie	Ruban argent config 2		
108	Décharge capacitive 100V					

Tableau 4.1 – Classification des expérimentations. La source DC correspond à l'alimentation régulée en courant et le courant représente la consigne de régulation. Pour la source capacitive, la tension donnée est celle du bloc de condensateurs . La configuration 1 correspond à un ruban de largeur 1 mm dont la réduction de section est circulaire (figure 2.1). La configuration 2 correspond à un ruban de largeur 5 mm dont la réduction de section est trapézoïdale. Pour ce ruban, la largeur de la réduction de section est 1 mm et sa longueur est environ 1 mm aussi.

4.2 Tests sur fil fusible

4.2.1 Expérimentations avec alimentation à courant régulé

4.2.1.1 Étude spectrométrique

Les paramètres d'acquisition spectrométriques de chaque test sont donnés dans le tableau 4.2.

Test	Réseau (traits/mm)	Résolution (nm/pixel)	Temps shift (μ s)	Temps d'exposition (μ s)	Durée d'un spectre (μ s)
26	50	0,42	0,600	20,2	21,2
30			0,450	0	0,9
54	600	0		0,9	
96		8,2		10	

Tableau 4.2 – Paramètres des acquisitions spectrométriques pour les tests sur fil avec l'alimentation régulée en courant.

4.2.1.1.1 Test 26

Les résultats du test 26 sont représentés sur les figures 4.2-4.6. La température d'excitation est évaluée sur la figure 4.2 par la méthode du rapport des raies. Une comparaison est effectuée avec la méthode de la pente de Boltzmann sur la figure 4.3. Les températures évaluées par les deux méthodes sont analogues. Il est remarquable que des raies de vapeurs de cuivre sont détectées bien avant l'amorçage de l'arc électrique. La température d'excitation de ces vapeurs semble plus importante durant le préarc que durant la phase d'arc. L'apparition de l'arc correspondrait donc à un refroidissement des vapeurs métalliques. Cela est étonnant car en principe, la surtension de l'arc, survenant alors que le courant ne décroît quasiment pas, apporte une puissance supplémentaire ($U \times I$). Cette puissance ne semble donc pas être apportée aux vapeurs. La densité des vapeurs (figure 4.4) est comprise entre 10^{15} et 10^{17} cm^{-3} . La comparaison des densités évaluées par les méthodes 2b et 3 avec le calcul de composition (figure 4.5 et 4.6) montre que la méthode 2b est plus proche du calcul de composition. La méthode 3 donne une estimation de la densité plus faible et en dessous du calcul de composition. Il n'y a cependant pas de raison que l'élargissement Doppler ne contribue pas à l'élargissement total. L'élargissement Doppler est croissant avec la température, si le fait de négliger cet élargissement rapproche la mesure de la

courbe théorique il peut y avoir deux conclusions. La première est que si le plasma est à l'équilibre thermodynamique, la température est sur-évaluée. Dans ce cas, considérer une température plus basse diminue l'élargissement Doppler et augmente la densité déduite, ce qui rapproche la mesure de la courbe théorique. La deuxième conclusion est que le calcul de composition, réalisé à l'équilibre thermodynamique n'est pas fidèle au type de plasma de l'expérimentation. Étant donné les grandes incertitudes liées à la mesure, il est cependant difficile de conclure.

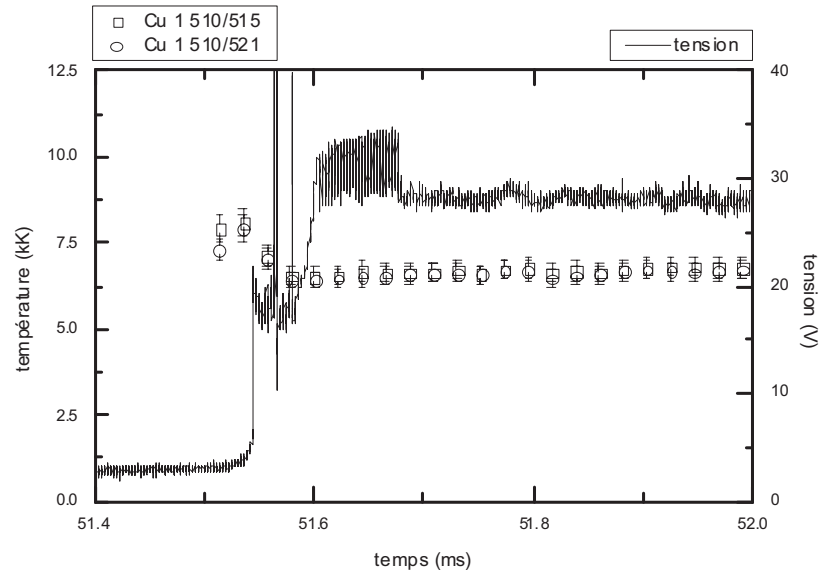


FIGURE 4.2 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 26 et tension aux bornes du fil.

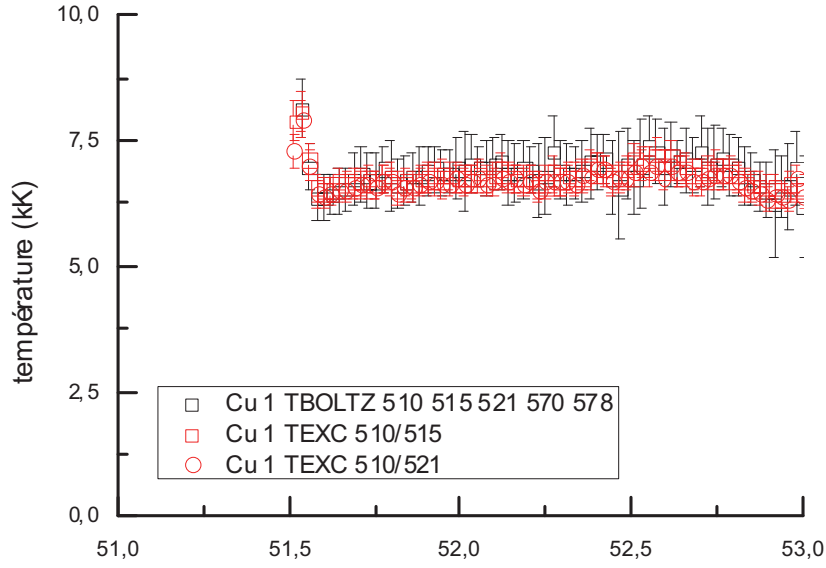


FIGURE 4.3 – Comparaison de la température d’excitation des vapeurs de cuivre du test 26, évaluée par la méthode de Boltzmann et par la méthode du rapport des raies.

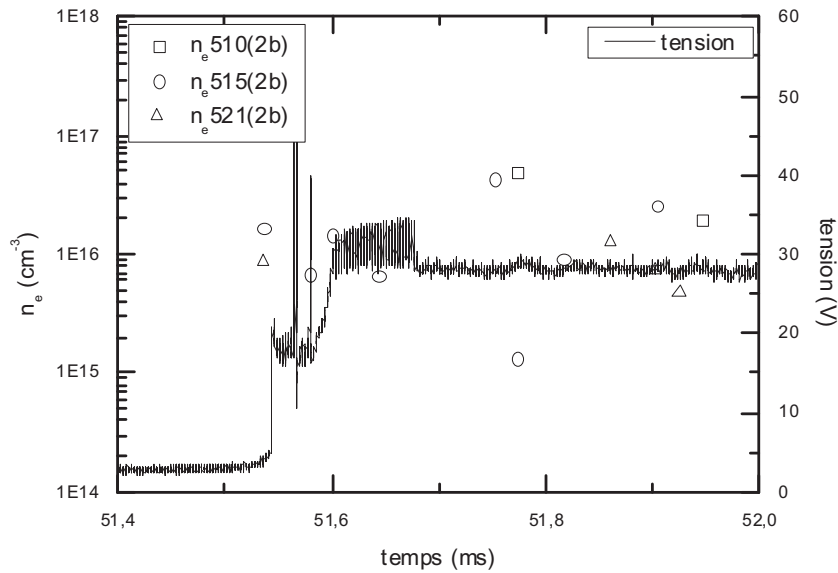


FIGURE 4.4 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 26 déduite de la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

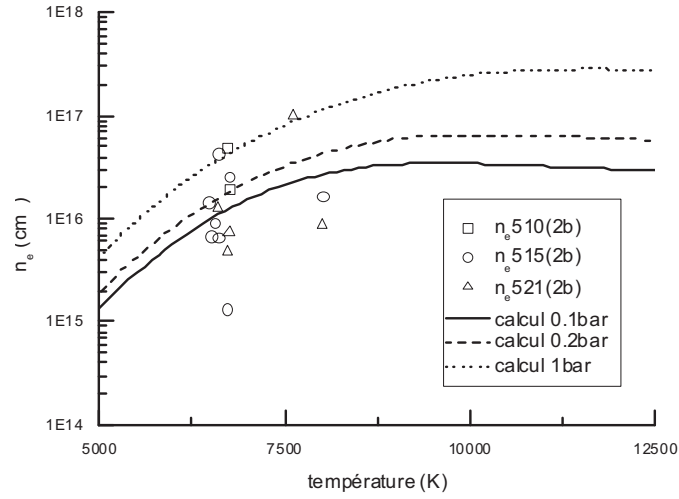


FIGURE 4.5 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 26.

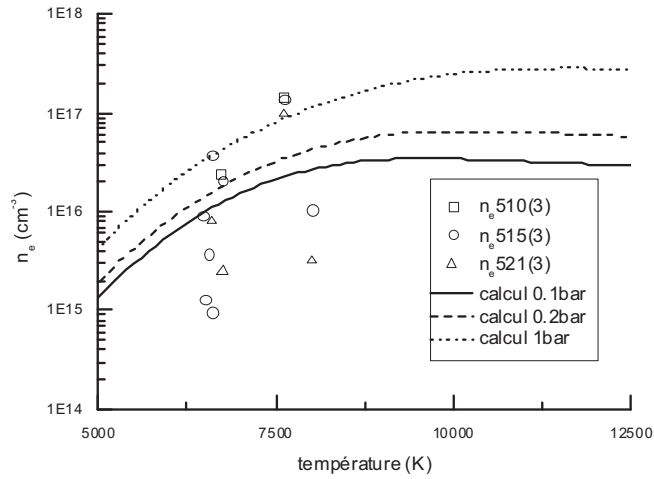


FIGURE 4.6 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 3 avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 26.

4.2.1.1.2 Test 30

Le test 30 a été réalisé avec un temps d'exposition nulle, seul le temps de shift expose la caméra à la lumière. Les premières vapeurs sont cette fois détectées après la montée rapide de la tension. La différence des temps de détection des premières vapeurs entre le test 30 et 26 est imputable à la différence des temps d'exposition. La courbe de tension est saturée. Les premières raies de vapeurs métalliques exploitables apparaissent au moment même où la tension aux bornes du fil commence à croître, c'est-à-dire au moment où l'arc s'amorce. L'élargissement des raies n'est pas exploitable pour faire une mesure de densité électronique. En revanche il est visible sur la figure 4.8 que les deux méthodes de détermination de la température d'excitation sont en parfait accord. La température d'excitation des vapeurs à l'amorçage de l'arc est environ 11kK et décroît à environ 7kK pour demeurer stable. Il est visible que le premier point de mesure de température est plus bas que le second, il semble y avoir une hausse de température durant la montée rapide de la tension avant la décroissance observée par la suite.

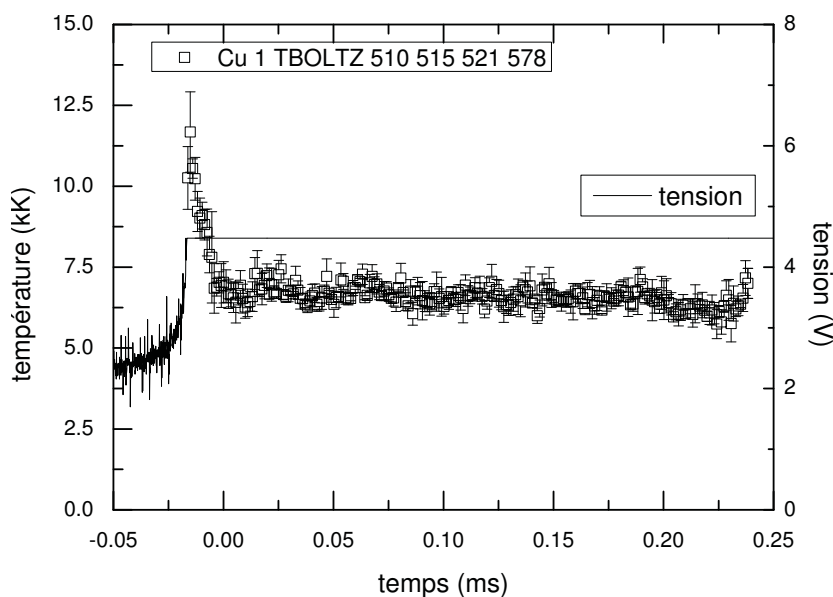


FIGURE 4.7 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 30 et tension aux bornes du fil.

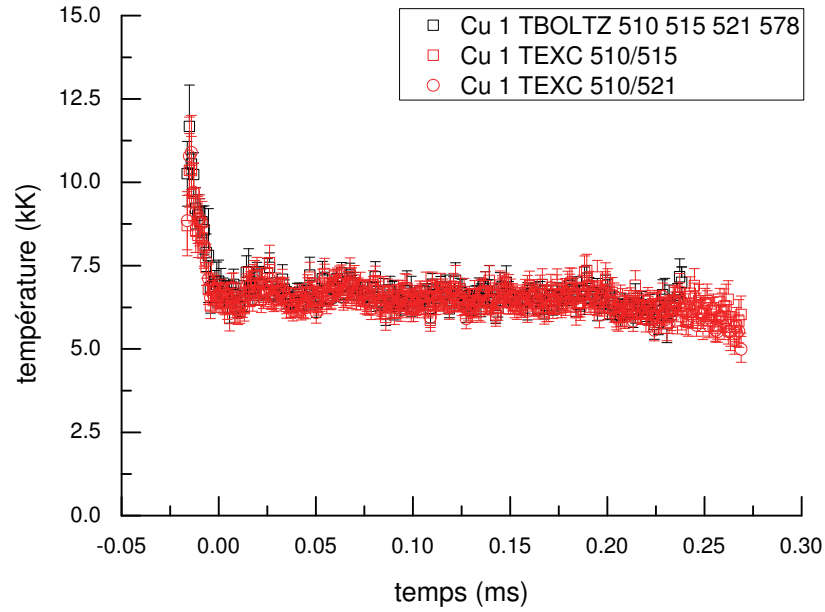


FIGURE 4.8 – Comparaison de la température d’excitation des vapeurs de cuivre du test 30, évaluée par la méthode de Boltzmann et par la méthode du rapport des raies.

4.2.1.1.3 Test 54

Les résultats du test 54 sont représentés sur les figures 4.9-4.12. La température d’excitation est évaluée sur la figure 4.9 par la méthode du rapport des raies. Le temps d’exposition du test 54 ne permet pas de constater l’apparition des premières raies d’excitation des vapeurs métalliques avant la création de l’arc électrique comme pour le test 26. Les premiers spectres de raie observés après l’apparition de l’arc permettent de calculer une température d’excitation de 10 kK, après quoi la température se stabilise autour de 7,5kK. Le phénomène de refroidissement de l’arc est d’autant plus visible ici. La densité électronique calculée par la méthode 2b (figure 4.10) est plus resserrée autour de la valeur moyenne de 10^{16}cm^{-3} . Cette fois encore, la méthode de calcul 2b aboutit à des densités électroniques plus proches du calcul de composition.

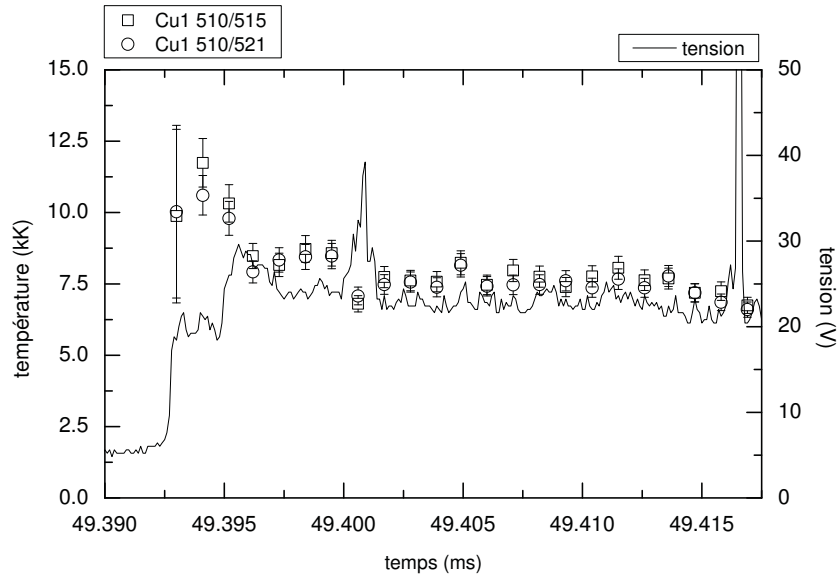


FIGURE 4.9 – Température d’excitation des vapeurs de cuivre du test 54 et tension aux bornes du fil.

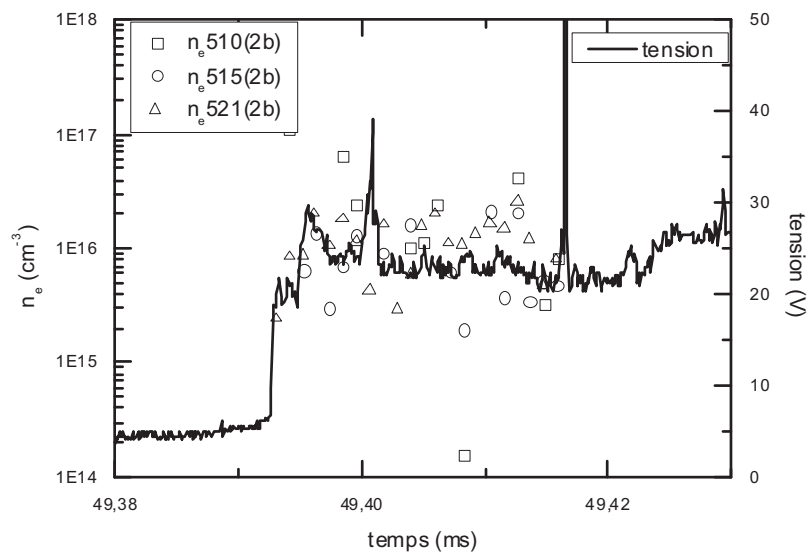


FIGURE 4.10 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 54 déduite de la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

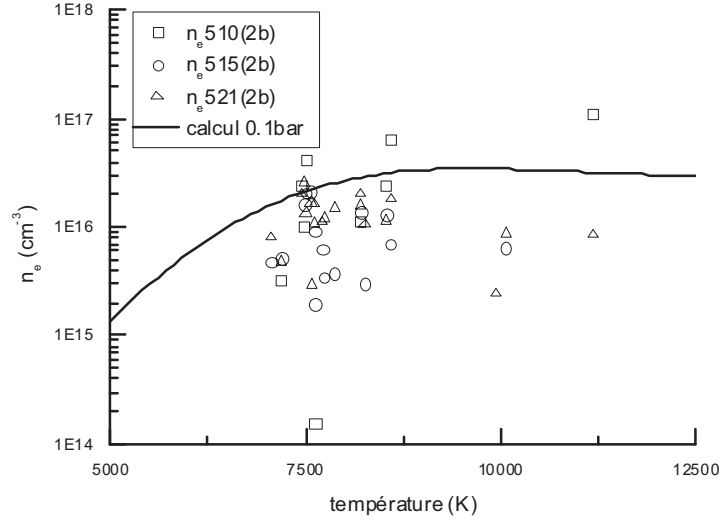


FIGURE 4.11 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 54.

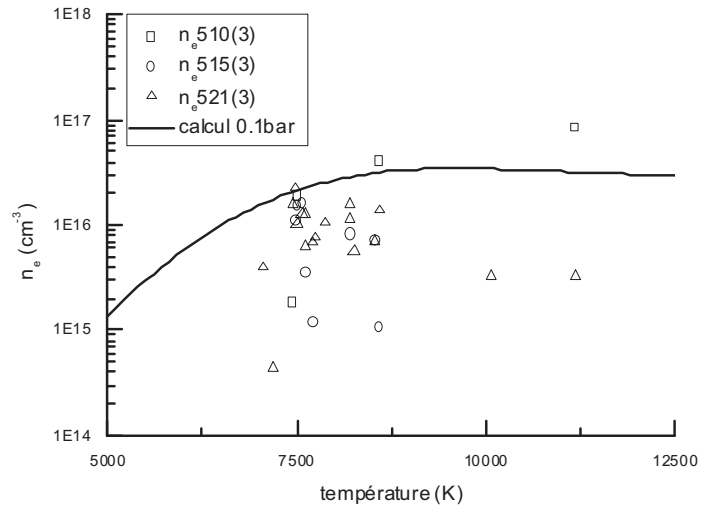


FIGURE 4.12 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 3 avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 54.

4.2.1.1.4 Test 96

Pour le test 96 (ainsi que le 95) réalisé dans la deuxième chambre d'explosion, la spectrométrie est accompagnée d'une imagerie rapide. L'acquisition spectrométrique a été déclenchée trop tard du fait d'un dysfonctionnement du trigger. Comme pour le test 26, la température d'excitation (figure 4.13) déduite de l'étude des spectres est stabilisée à environ 7,5kK pendant le temps d'arc. La densité évaluée par la méthode 2b (figure 4.14) est constante. Les valeurs de densité pour ce test sont beaucoup plus rapprochées quelque soit la raie choisie pour les évaluer. Les points de mesures sont en effet plus cohérents les uns par rapport aux autres et traduisent une évolution plus probable. Les points de mesure sont moins dispersés du fait de l'utilisation du réseau à 600 traits par millimètre. L'utilisation de ce réseau amène une meilleure résolution ainsi qu'une fonction d'appareil plus petite.

L'élargissement de la raie centrée à 510 nm induit une mesure de densité plus importante que pour les raies centrées à 515 et 521 nm. La comparaison avec le calcul de composition montre une meilleure correspondance pour les densités évaluées par les raies centrées à 515 et 521 nm. Bien qu'un vide primaire de 20 mbar soit initialement fait dans la chambre, la correspondance entre la mesure et le calcul de composition est meilleure si ce dernier est effectué entre 1 bar et 200mbar. Si la température d'excitation mesurée est correcte, cette observation montre que la pression des vapeurs est bien supérieure à la pression de départ (facteur entre 10 et 50). Ce phénomène de surpression des vapeurs se rapproche de la théorie de l'explosion des vapeurs métastables (section 2.3.2), même si ici le courant d'alimentation est trop faible pour produire une explosion de puissance comparable.

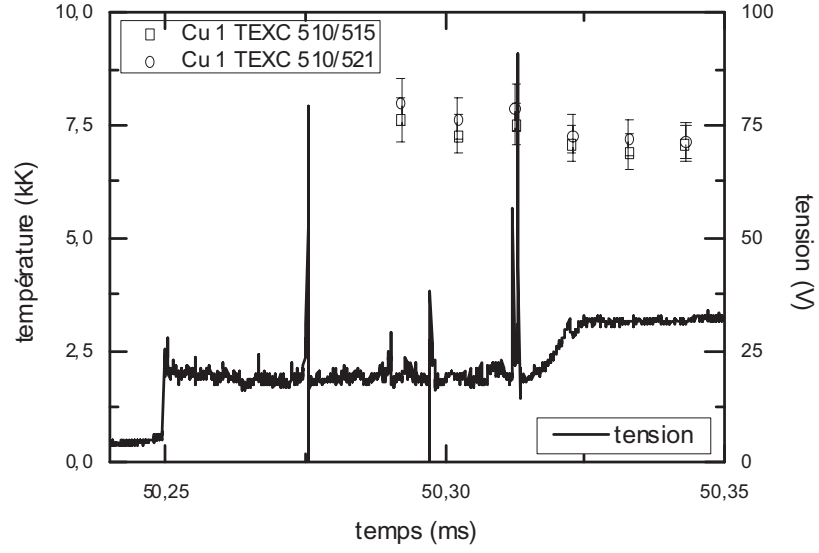


FIGURE 4.13 – Température d’excitation des vapeurs de cuivre du test 96 et tension aux bornes du fil.

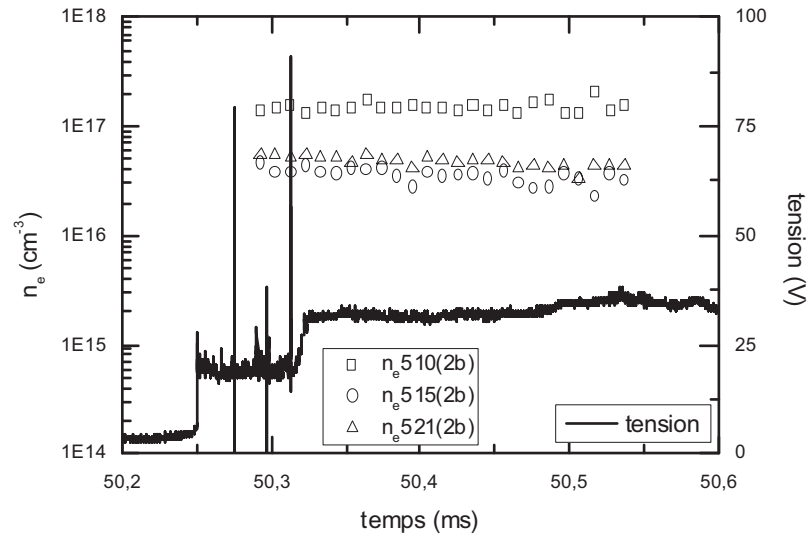


FIGURE 4.14 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 96 déduite de la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

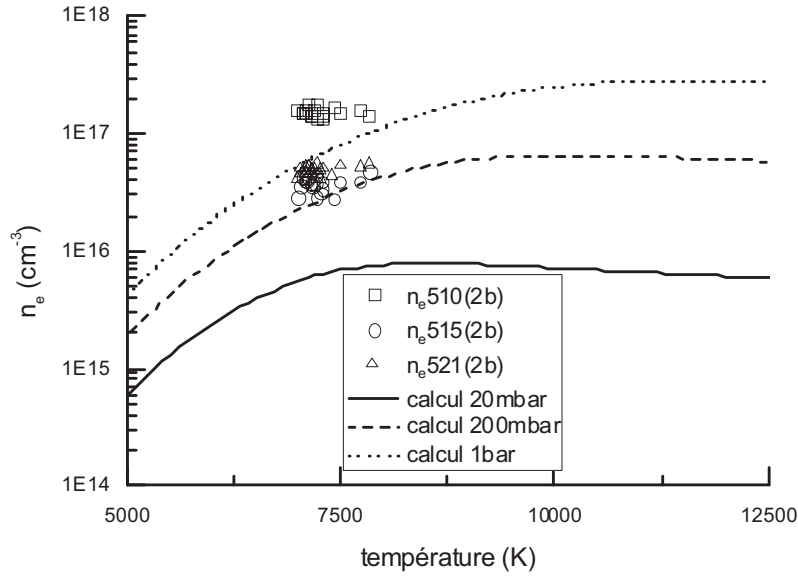


FIGURE 4.15 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 96.

4.2.1.2 Comparaison avec la théorie de l'explosion de nucléation

Les courbes de courant et de tension des tests 26, 30, 54 et 96 sont données par les figures 4.16 à 4.19. Les températures d'explosion sont calculées selon la méthode donnée en section 4.1.3.

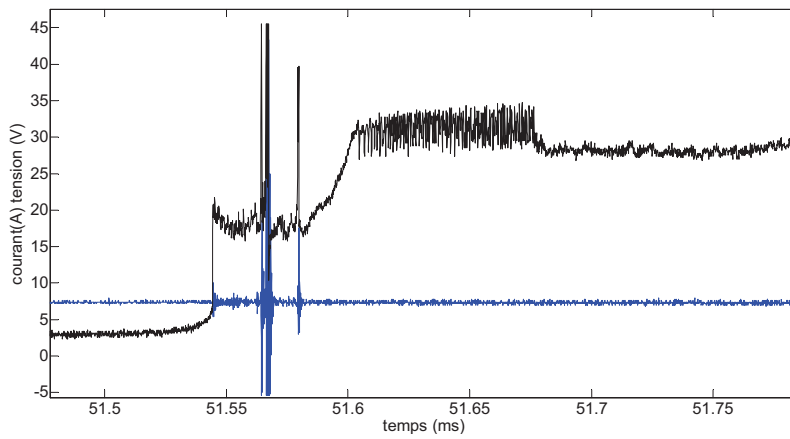


FIGURE 4.16 – Tension et courant du test 26. La tension est en noir et le courant en bleu.

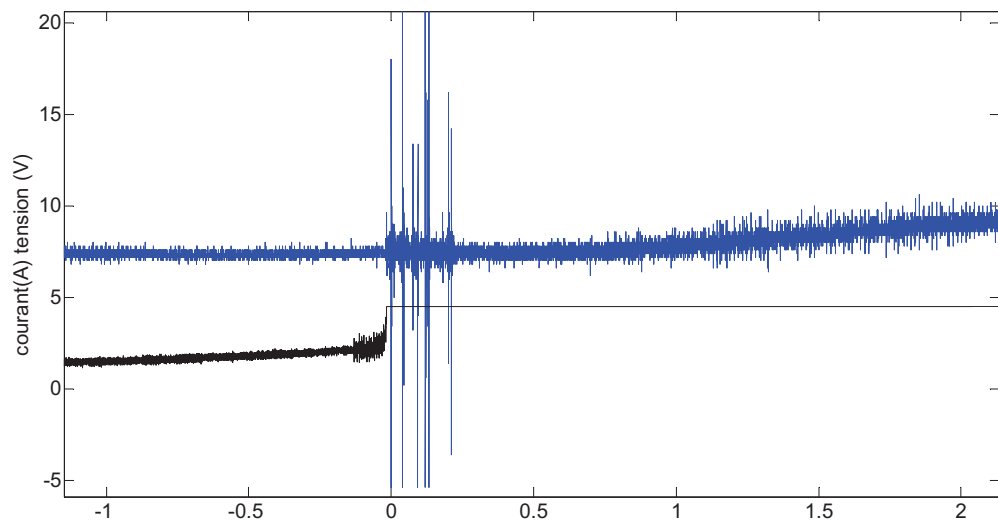


FIGURE 4.17 – Tension et courant du test 30. La tension est en noir et le courant en bleu.

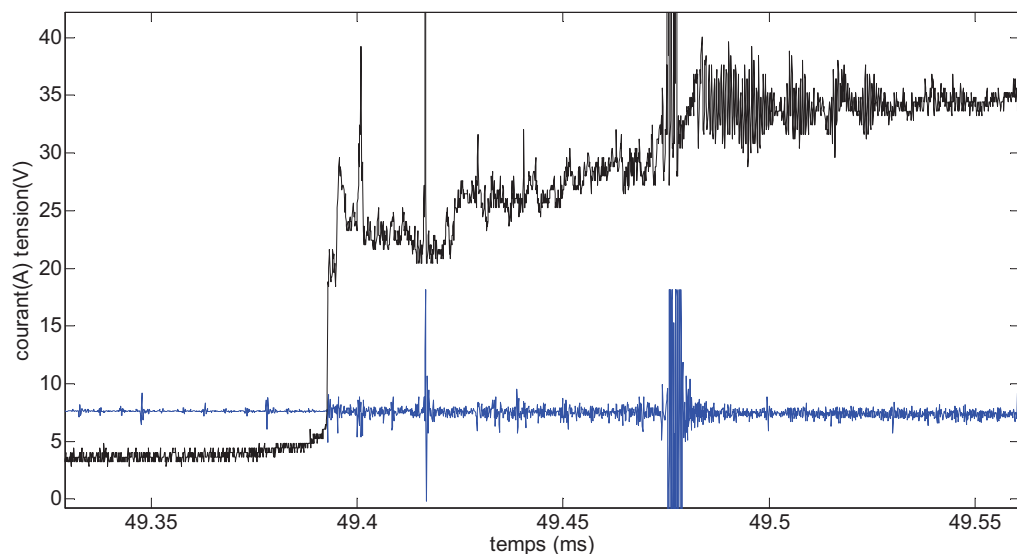


FIGURE 4.18 – Tension et courant du test 54. La tension est en noir et le courant en bleu.

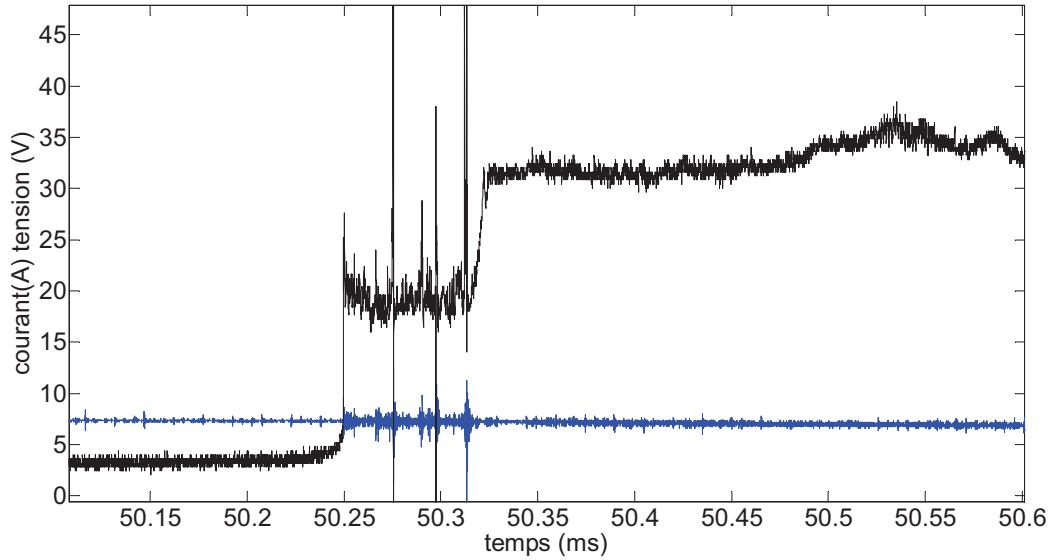


FIGURE 4.19 – Tension et courant du test 96. La tension est en noir et le courant en bleu.

Les résultats des calculs et des mesures de température sont donnés dans le tableau 4.3. Pour les quatre tests (représentatifs de tous les autres) de cette section, l'intensité atteinte par l'alimentation n'est que de l'ordre de 7A. Or l'intensité critique pour un fil de $50\mu\text{m}$ de diamètre est de 898A. Suivant l'hypothèse de l'explosion de nucléation, il est clair que les perturbations MHD sont responsables de l'explosion pour ces quatre tests. Les températures obtenues sont quasiment les mêmes que la température de fusion du cuivre. Or ces températures ne sont pas suffisantes pour obtenir de la vapeur de cuivre. Deux conclusions sont possibles. La première est que en ce qui concerne les perturbations MHD, il est possible qu'il existe une différence importante entre la théorie et l'expérimentation pour les faibles courants. Si les perturbations MHD existent dans ces tests, alors elles prennent plus de temps à s'établir que le temps calculé dans la section 2.3.3. La deuxième conclusion possible est que la température des vapeurs est plus importante que celle de la colonne liquide.

4.2.1.3 Imagerie rapide

Les deux tests 95 et 96 ont été filmés avec la caméra ultra-rapide à une fréquence de 320754 images par seconde. Les deux tests sont similaires et ont été réalisés sous un vide primaire de 20mbar. Les temps figurant sur chaque image correspondent aux temps figurant sur les chronogrammes de tension et

Test	Intensité (A)	Température d'excitation (K)	Température d'explosion de nucléation ou MHD (K)
26	7,5	7500	1371
30	7,4	11000	1370
54	7,7	11000	1371
96	7,5	7500	1371

Tableau 4.3 – Comparaison entre la température d'excitation des vapeurs et celle prédite par la théorie de l'explosion de nucléation pour les tests réalisés avec l'alimentation à courant réglé .

de courant. Ces courbes ne sont pas données pour le test 95 en raison d'une saturation excessive de la voie qui mesure la tension. En revanche, elle est consultable pour le test 96 dans la section 4.2.1.2 (figure 4.19).

4.2.1.3.1 Test 95

Les figures 4.20 et 4.21 présentent les images prises avant l'amorçage et après. En tout, le film est composé de 301 images et celles présentées sont comprises entre les numéros -11 et 17. Les numéros négatifs représentent les images acquises avant le signal de trigger calé sur la tension aux bornes du fil, et inversement pour les numéros positifs. Le temps "T+" représente la valeur arrondie du temps calculé par la caméra par rapport au trigger. La figure 4.20 donne aussi la première image du fil monté entre les deux électrodes avant le début de l'expérimentation. Il est ainsi possible de comprendre à quel endroit l'amorçage se fait. Le fil est maintenu horizontalement entre deux électrodes mais la prise de vue de la caméra fait apparaître le fil verticalement entre les électrodes qui se trouvent en haut et en bas de l'image. Pour permettre une cadence rapide de prise d'image, la résolution est réduite (580×80 pix²). Pour cette raison, seul le bout des électrodes est visible. Le fil est vu sur l'intégralité de sa longueur qui est de 4mm. Sur la première image une partie du fil est mise en surbrillance par la tache de visée du collimateur. Cette tache provient d'un laser branché à la place du détecteur lorsque la visée est réalisée (cette visée ne concerne que l'acquisition spectrométrique).

Après l'amorçage qui commence à l'image -10, un dégagement de vapeur important est constaté sous forme d'un halo lumineux. A partir de l'image 14, le point lumineux situé sur le fil disparaît et seul un halo de lumière

reliant les deux électrodes perdure. Il semble que le fil cesse de se dégrader et que la conduction se fasse par les vapeurs dégagées entre l'image -10 et l'image 14. Il est possible d'en conclure que les vapeurs sont assez chaudes et en assez forte densité pour que le courant puisse contourner le fil de cuivre. Il est difficile d'estimer si la dérivation est complète ou partielle, il est possible que le fil continue lui aussi à conduire une partie de l'intensité. Cependant la disparition totale du spot lumineux sur le fil après l'image 14 peut être interprétée comme une dérivation totale. Le temps s'écoulant entre l'amorçage et le contournement du courant est de 0,078ms. A la fin du test, le fil est totalement détruit. L'imagerie rapide permet de constater que cette destruction ne se fait pas par une explosion mais plus par une érosion progressive du fil par l'arc qui ne s'établit plus entre les extrémités du fil rompu mais directement entre les deux électrodes.

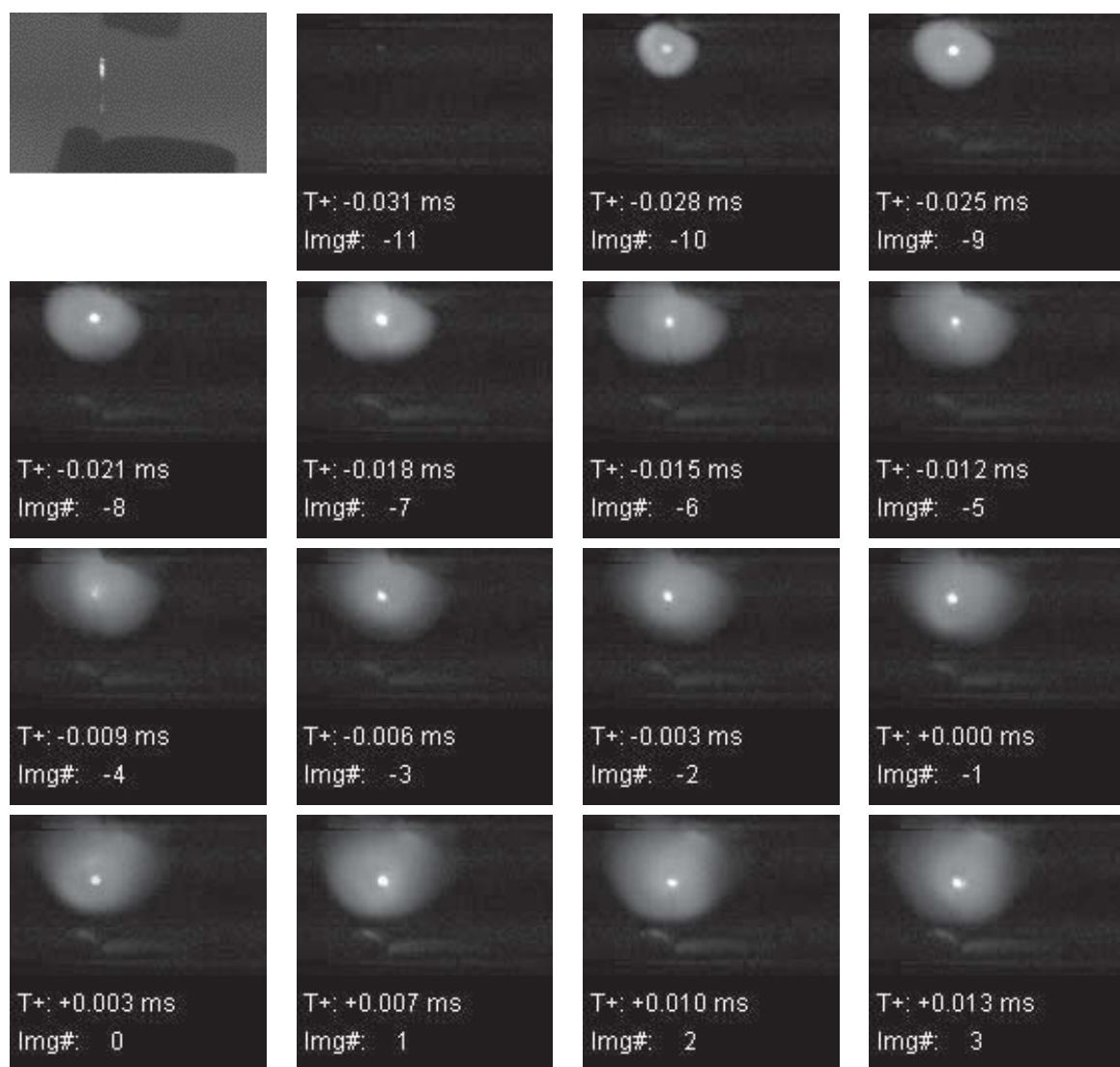


FIGURE 4.20 – Images -11 à 3 obtenues pour le test 95.

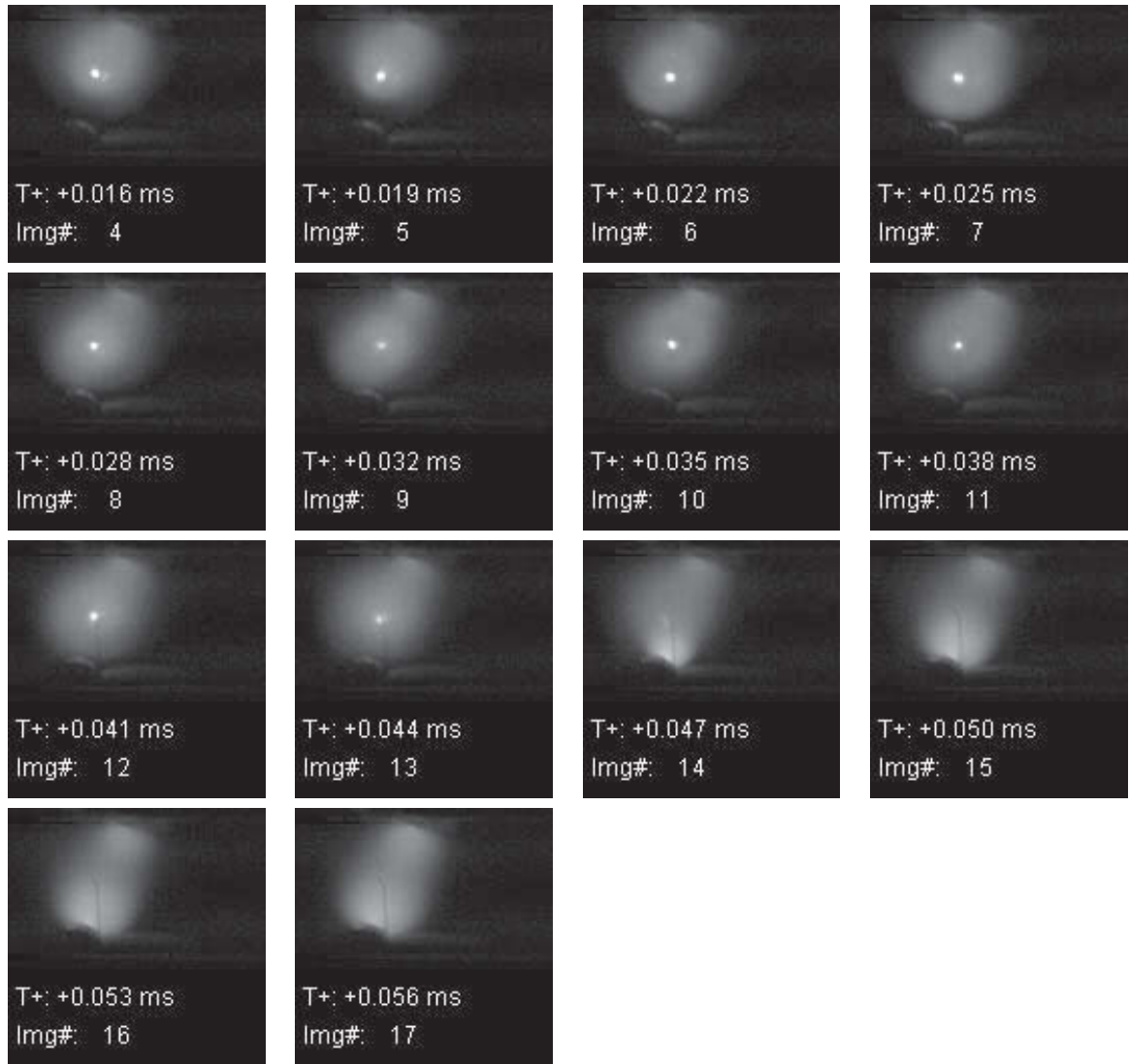


FIGURE 4.21 – Images 4 à 17 obtenues pour le test 95.

4.2.1.3.2 Test 96

Les figures 4.22 à 4.26 présentent les images prises avant l'amorçage et après. Chaque image du test 96 est repérée sur la même base de temps que les courbes de courant (en A) et de tension (en V) qui sont représentées en dessous. L'échelle temporelle est synchronisée par rapport au zéro de courant qui coïncide avec l'instant d'application du courant. La tension est représentée en rouge et le courant est représenté en noir. Les croix rouge et noir qui sont placées sur les courbes de courant et de tension représentent l'instant de l'image. Le temps correspondant aux courbes et le numéro de l'image ont été redéfinis à droite de celle-ci. L'amorçage de l'arc est visible sur les images 90 et 91. Un spot de lumière de grande intensité demeure localisé sur le fil jusqu'à l'image 110. A partir de l'image 111, le spot disparaît et l'arc semble plus diffus, de la même manière que ce qui est observé pour le test 95. La tension augmente alors d'environ 10V tandis que le fil, bien que rompu, demeure encore visible.

L'augmentation de tension peut être interprétée comme une conséquence de l'allongement de l'arc électrique, dont la longueur passe de la distance des extrémités du fil rompu à la distance inter-électrode (4 mm). Cette observation est alors cohérente avec l'hypothèse de la dérivation partielle ou totale du courant par les vapeurs de cuivre. En considérant la distance inter-électrode de 4 mm et la tension aux bornes des électrodes de 30V (deuxième saut de tension sur la figure 4.19), il est possible d'en déduire que le champ électrique est 7500V.m^{-1} . Les spots très brillants sur le fil disparaissent à partir de l'image 111. Le phénomène de "burn-back" semble donc ne pas se produire ici et il peut être supposé que la dérivation du courant est totale et que celui-ci ne passe que par les vapeurs de cuivre.

La luminosité des vapeurs décroît beaucoup en s'éloignant du centre où la luminosité est maximum. La luminosité est à l'image de la température, et la conductivité électrique des vapeurs est une fonction croissante de la température (figure 1.19). Il est donc possible de considérer que la conduction du courant se fait principalement par les vapeurs les plus lumineuses. En faisant cette hypothèse, le diamètre du passage du courant peut être estimé comme étant la largeur de vapeur qui brille sur l'image. Suivant l'échelle de l'image, la largeur est ainsi estimée à 3,4mm. En supposant un canal de courant cylindrique, la conductivité électrique déduite est 110 S.m^{-1} , pour une température d'excitation calculée de 7500K et une densité électronique de 3.10^{16}cm^{-3} (section 4.2.1.1). Une comparaison avec les calculs de conductivité électrique des plasmas thermiques montre une différence d'un rapport 10 avec

cette valeur (figure 1.19). Il semble donc que la dérivation du courant ne soit que partielle.

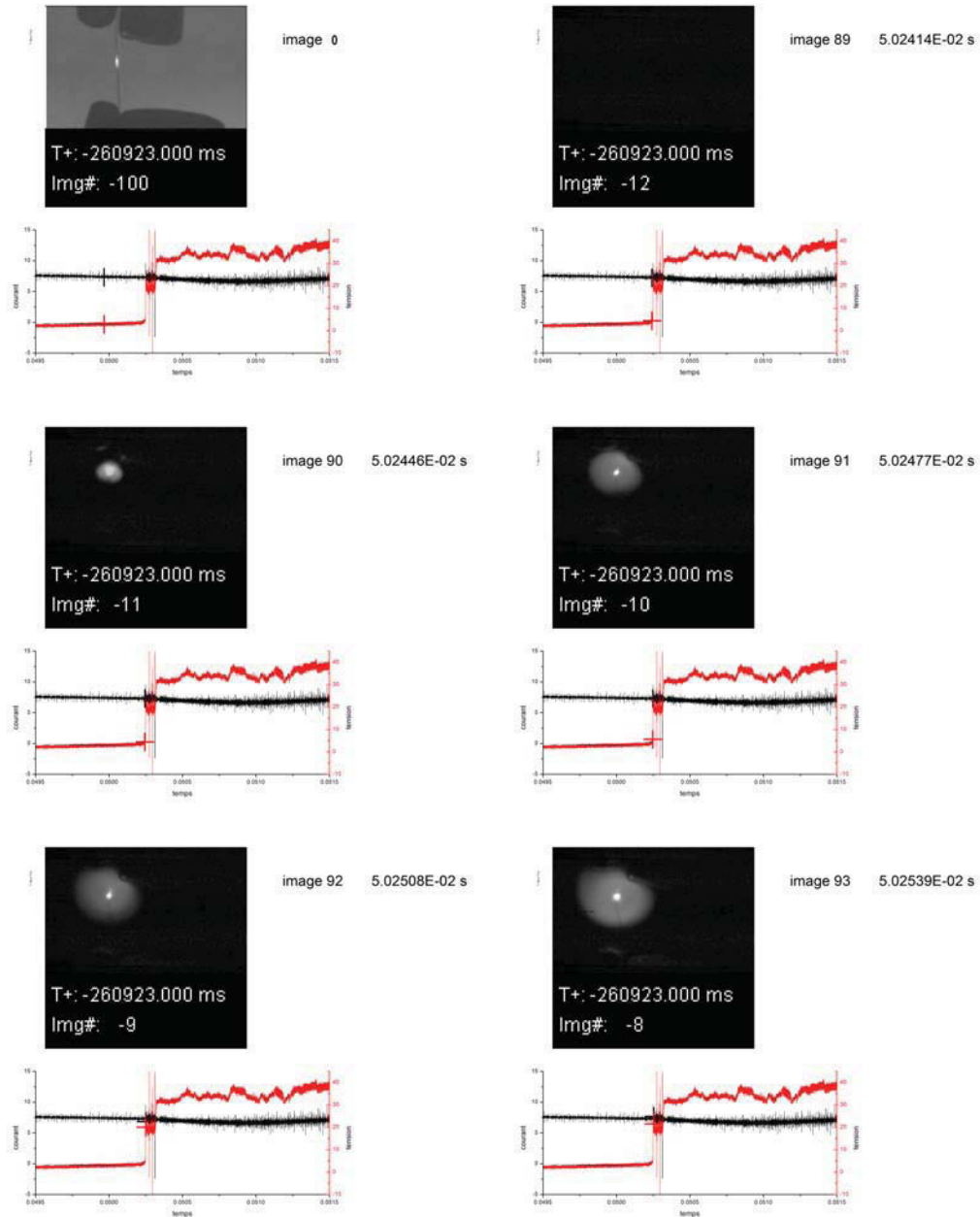


FIGURE 4.22 – Images 0 et 1 à 93 obtenues pour le test 96.

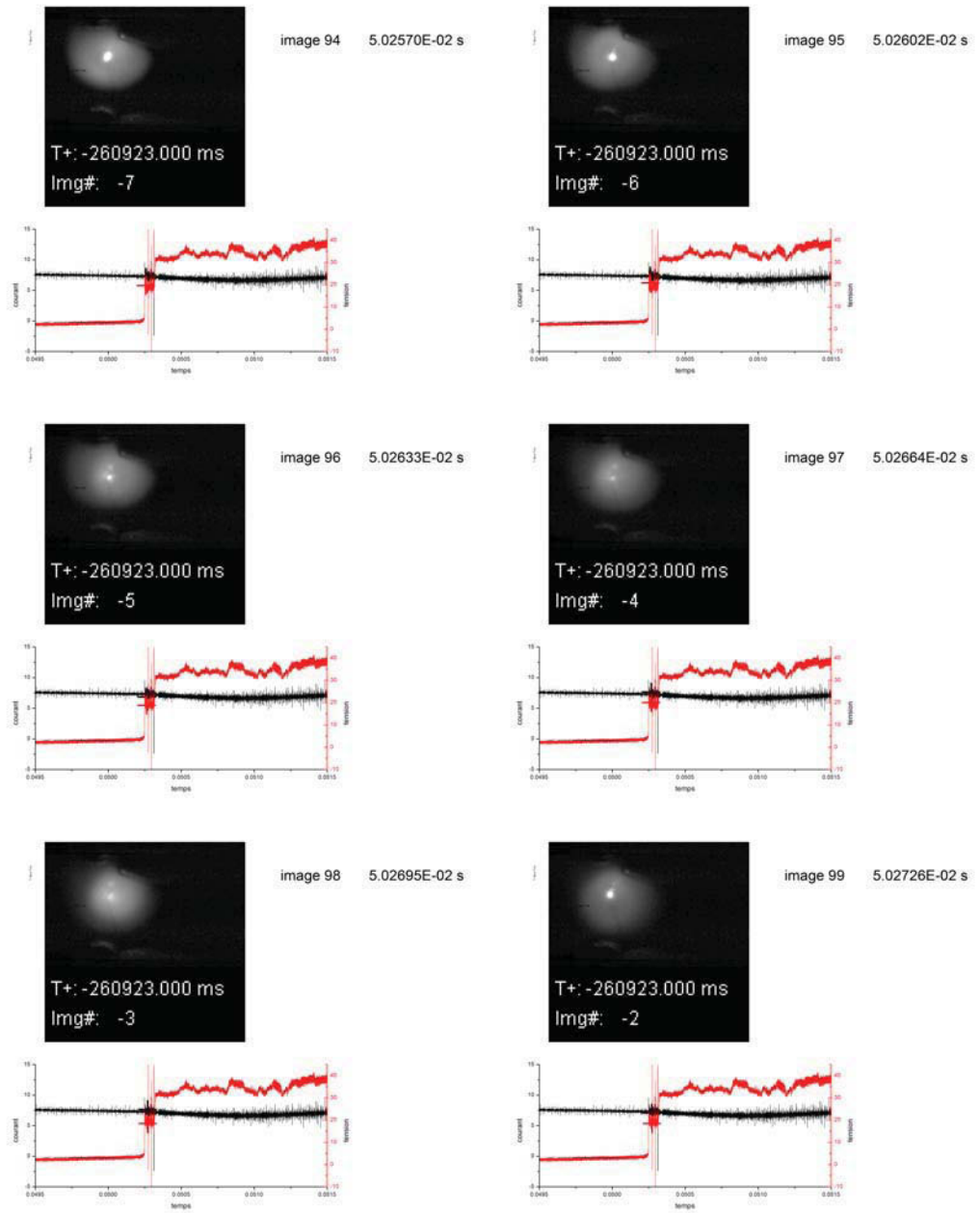


FIGURE 4.23 – Images 94 à 99 obtenues pour le test 96.

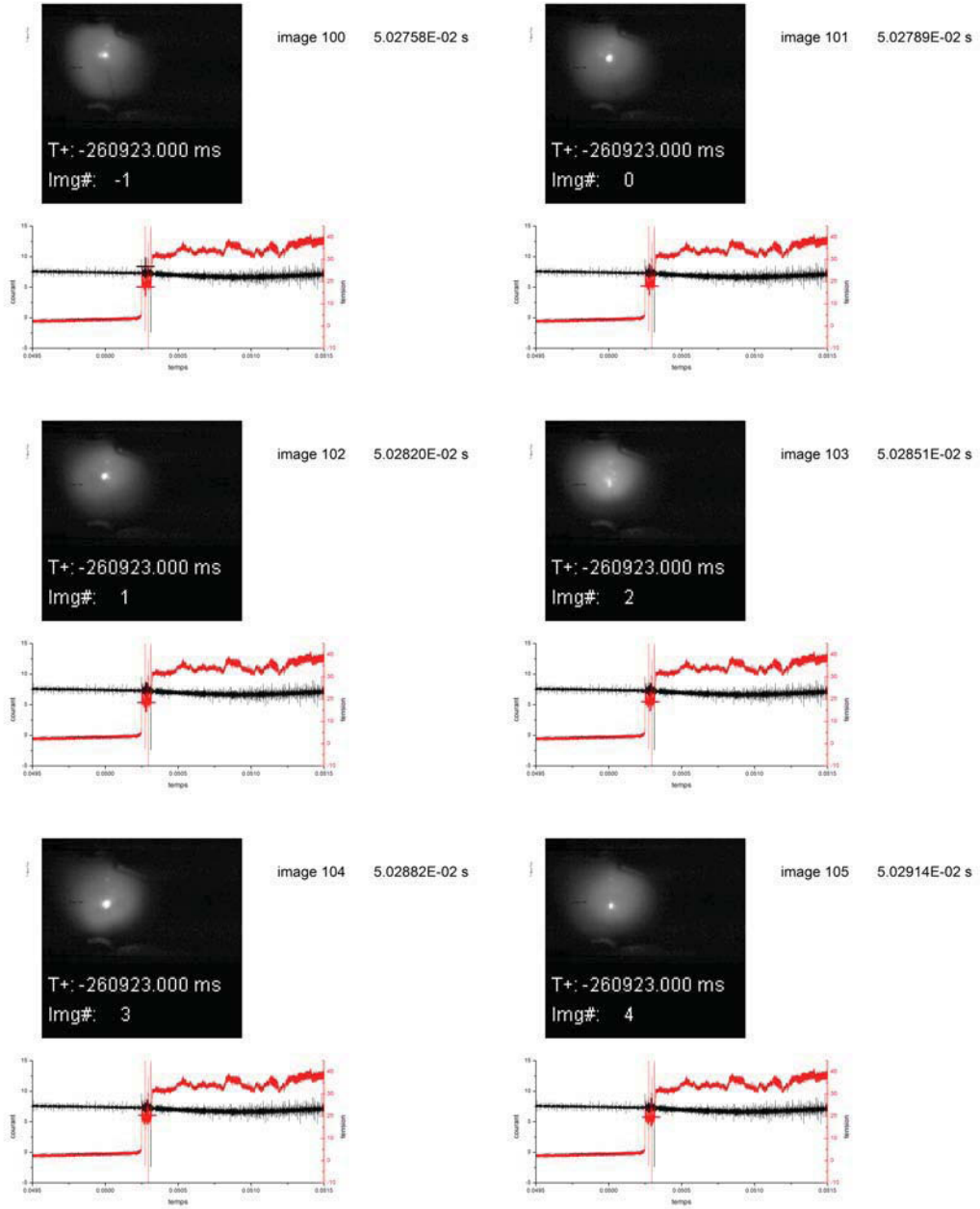


FIGURE 4.24 – Images 100 à 105 obtenues pour le test 96.

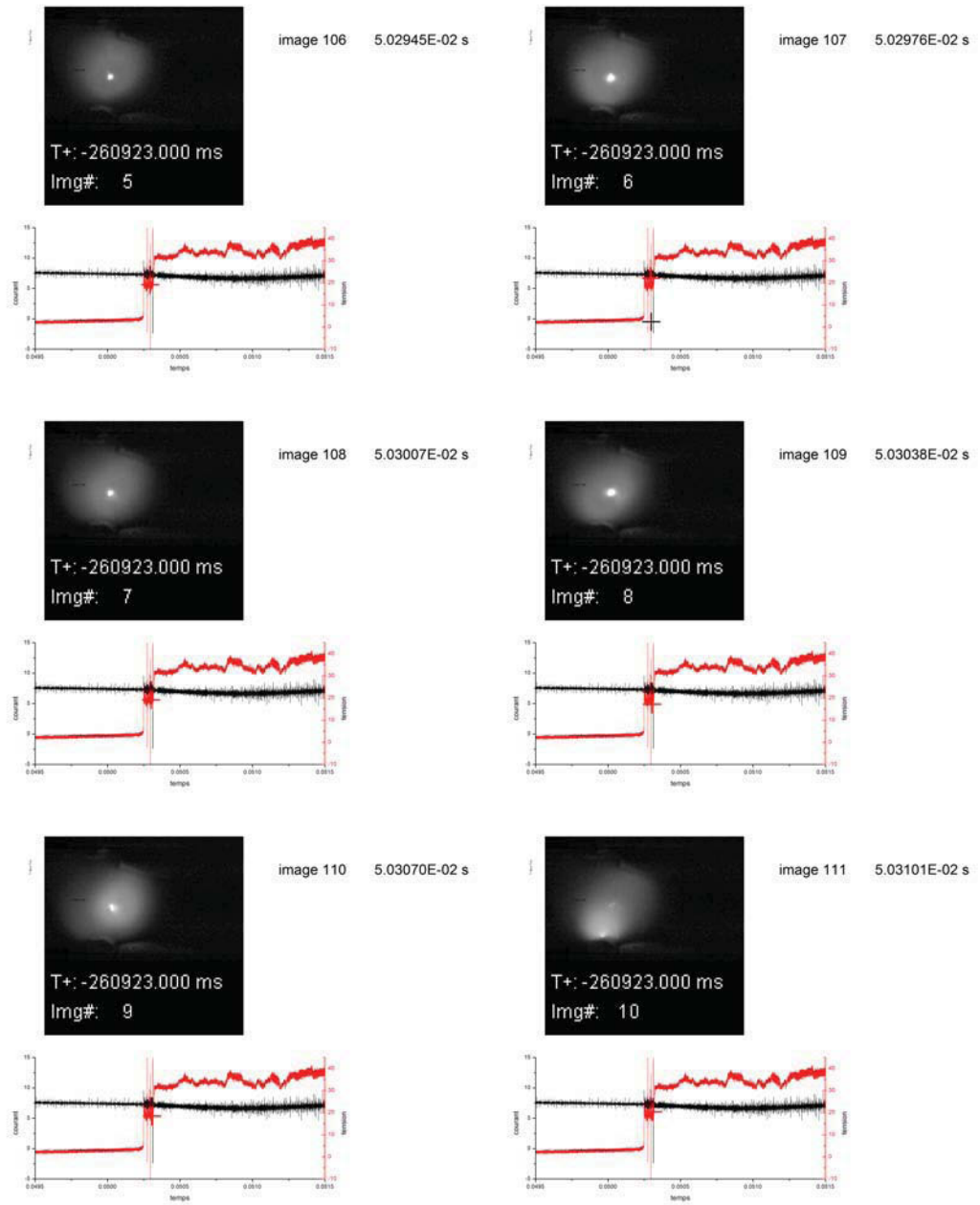


FIGURE 4.25 – Images 106 à 111 obtenues pour le test 96.

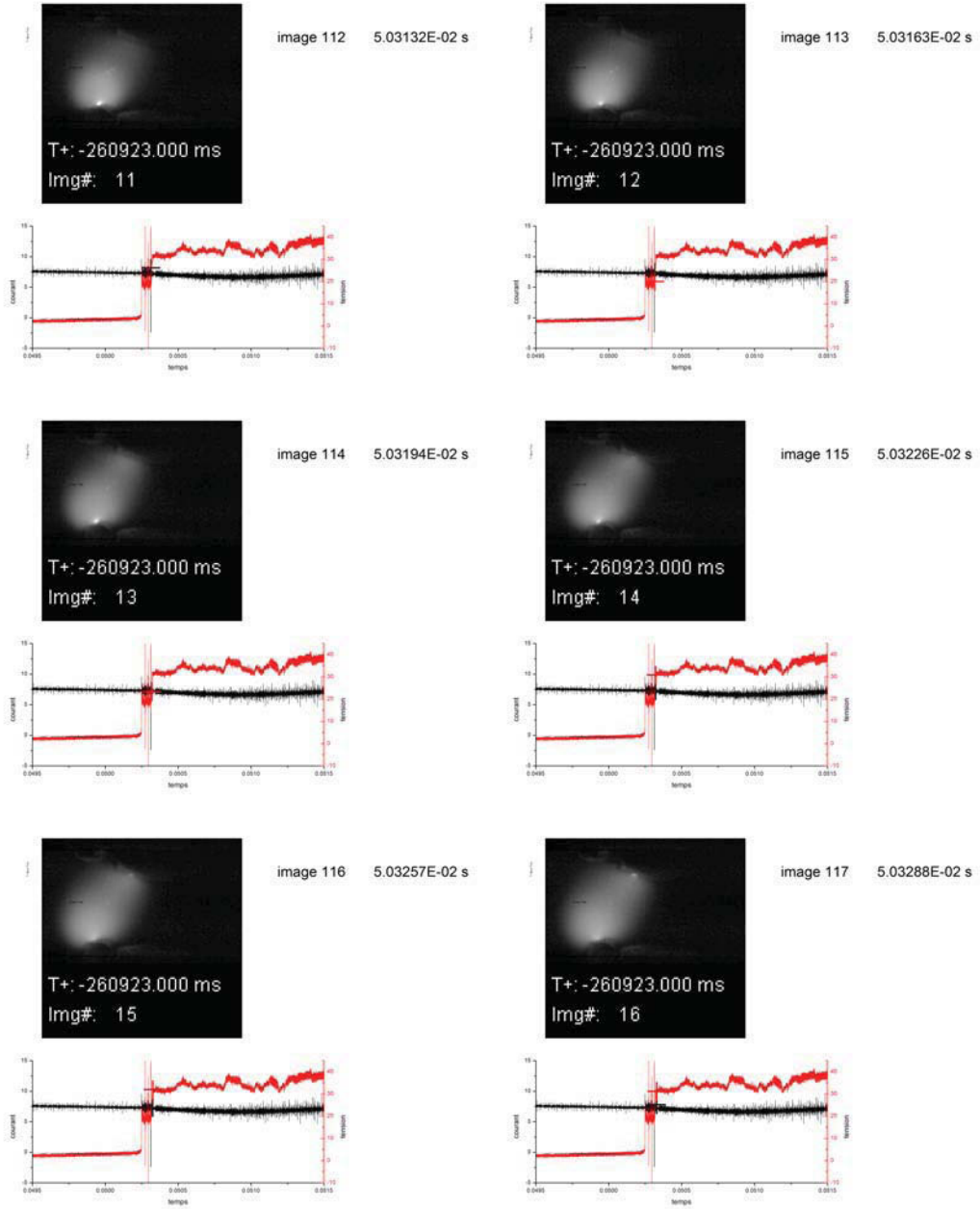


FIGURE 4.26 – Images 112 à 117 obtenues pour le test 96.

4.2.2 Expérimentations avec banc capacitif

4.2.2.1 Paramètres spectrométriques

Les méthodes de diagnostic spectrométrique sont les mêmes que dans la section 4.1.3. La comparaison avec le calcul de composition est également identique. Les paramètres d'acquisition spectrométriques de chaque test sont donnés dans le tableau 4.4.

Test	Réseau (traits/mm)	Résolution (nm/pixel)	Temps shift (μ s)	Temps d'exposition (μ s)	Durée d'un spectre (μ s)
98	600	0,034	0,45	8,2	10
99					
100	50	0,42			
101					

Tableau 4.4 – Paramètres des acquisitions spectrométriques pour les tests sur fil réalisés avec le banc capacitif.

4.2.2.1.1 Test 98

Les résultats du test 98 sont représentés sur les figures 4.27 à 4.29. Il y a une saturation à 90,5V de la voie qui fait l'acquisition de la tension. Les calibres sont en effet choisis pour observer l'établissement de la tension lors de la transition. En revanche, il est possible de constater que l'acquisition spectrométrique commence avant le saut de tension qui précède la saturation. La température (figure 4.27) est plus importante que pour les tests réalisés avec l'alimentation à courant continu. La valeur de départ est environ 12,5 kK et décroît ensuite après l'amorçage de l'arc pour se stabiliser à 10kK. La tension aux bornes du fil fusible chute brutalement, diminuant ainsi l'apport de puissance thermique aux vapeurs. La diminution de la température est donc plutôt logique, même si finalement sa décroissance reste faible. De plus la température évaluée par les derniers spectres reste comprise dans l'intervalle d'incertitude de l'évaluation de température donné par les premiers spectres.

Les densités électroniques déduites des trois raies du cuivre décroissent régulièrement depuis la valeur maximale obtenue pour le premier spectre acquis, sauf pour les valeurs déduites de la raie centrée à 510 nm. Cette dernière raie est moins élargie que les deux autres et donc, à résolution spectrale égale, son exploitation ne peut être que moins précise. La comparaison des densités

avec le calcul de composition montre que la pression des vapeurs doit être supérieure à 20 mbar. Cette dernière observation est toujours qualitativement cohérente avec la théorie de l'explosion des vapeurs métastables.

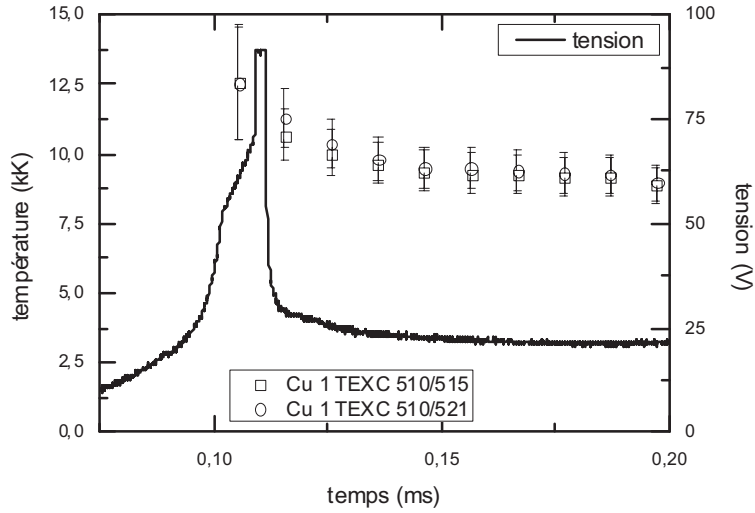


FIGURE 4.27 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 98 et tension aux bornes du fil.

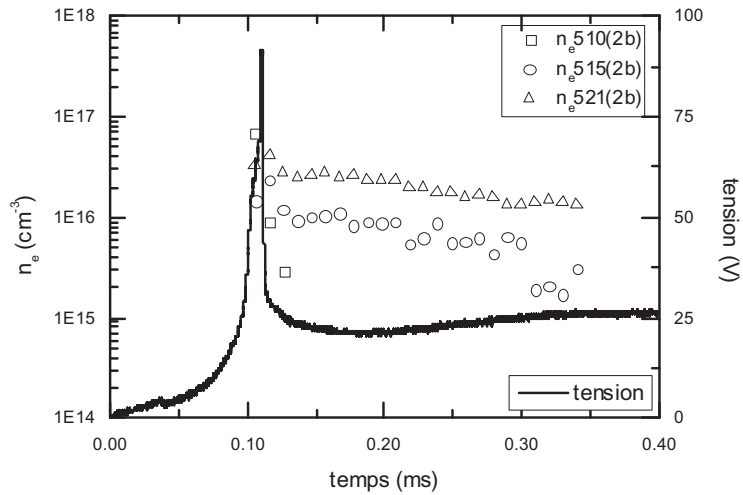


FIGURE 4.28 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 98 mesurée par la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

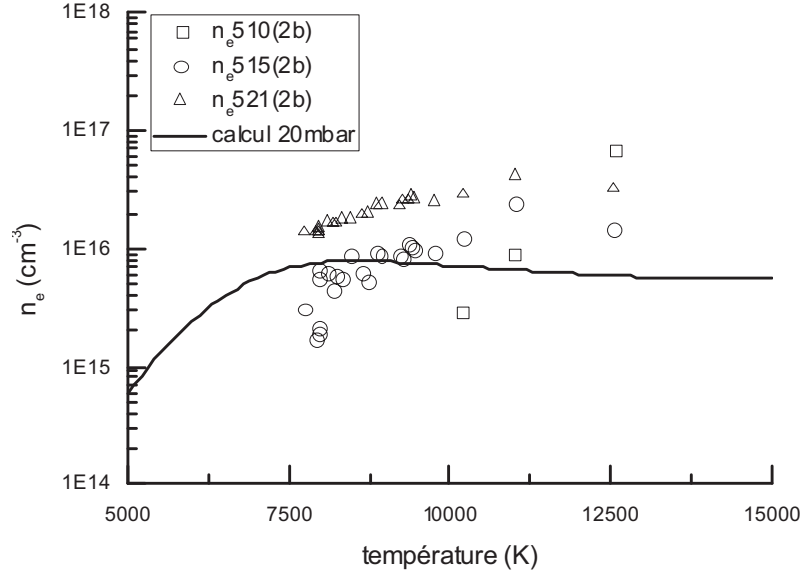


FIGURE 4.29 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 98.

4.2.2.1.2 Test 99

Les résultats du test 99 sont représentés sur les figures 4.30 à 4.32. Il y a toujours une saturation de la voie qui fait l'acquisition de la tension. L'acquisition spectrométrique commence après le saut de tension qui précède la saturation. Il a souvent été considéré dans la littérature que l'amorçage de l'arc coïncide avec une baisse de la tension aux bornes de l'élément fusible pour les forts $\frac{di}{dt}$ (section 2.3.1). Dans ce cas, la baisse brutale de tension qui est observée après la saturation des deux tests 98 et 99 peut être considérée comme l'instant de création de l'arc électrique. Dans ce cas, l'acquisition spectrométrique commence avant l'amorçage.

La température d'excitation (figure 4.30) ne décroît pas comme pour les autres tests mais au contraire croît entre le premier spectre et le deuxième. La température passe de 15 kK à 17 kK. Après cette croissance, elle reste stabilisée vers 17 kK.

Les densités électroniques évaluées pour chaque raie sont quasiment identiques. La comparaison entre le calcul de composition et les densités déduites

de la méthode 2b à la température d'excitation mesurée est concordante pour les hautes températures et un peu moins pour les plus basses. Il est possible que la température d'excitation calculée pour le premier spectre soit plutôt située sur la partie supérieure de l'incertitude.

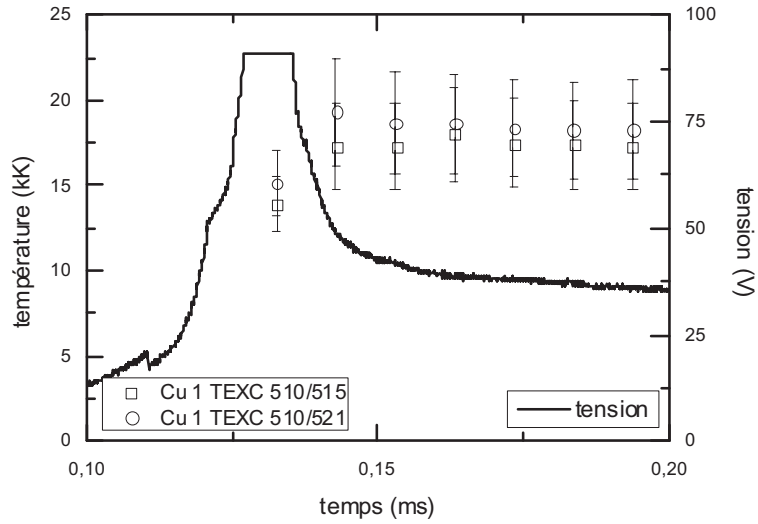


FIGURE 4.30 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 99 et tension aux bornes du fil.

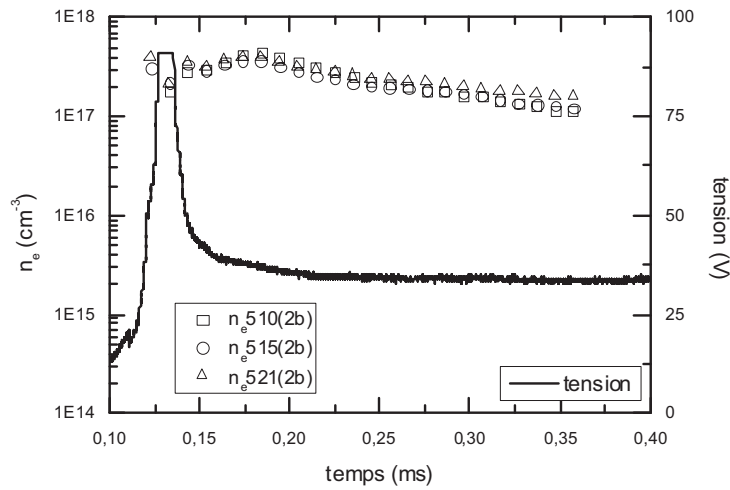


FIGURE 4.31 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 99 mesurée par la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

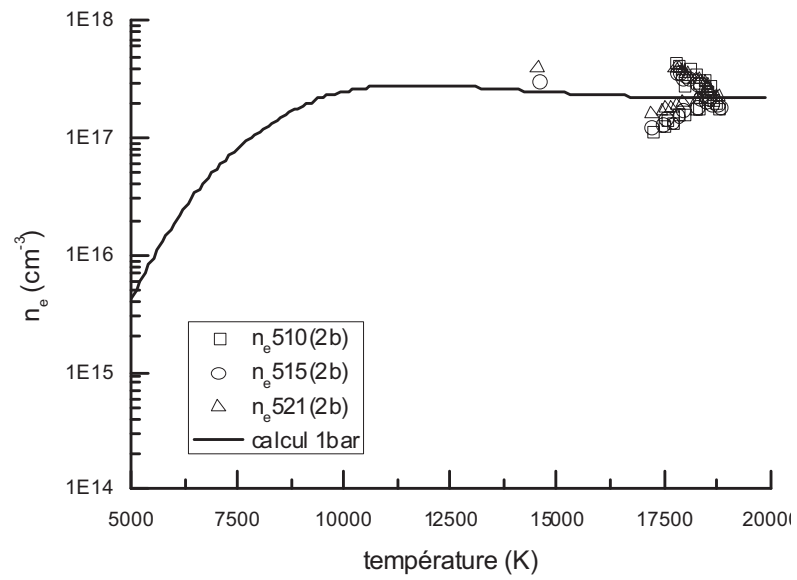


FIGURE 4.32 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 99.

4.2.2.1.3 Test 100

Les résultats du test 100 sont représentés sur les figures 4.33 à 4.35. Il y a une saturation de la voie qui fait l'acquisition de la tension. L'acquisition spectrométrique commence après le saut de tension qui précède la saturation. La tension reste saturée pendant tout le déroulement du test. La température d'excitation (figure 4.33) reste centrée autour de 15kK puis décroît vers 12 kK.

Les densités électroniques évaluées pour chaque raie sont proches pour les premiers spectres et se différencient ensuite. Le réseau utilisé pour l'acquisition est le réseau à 50 traits par millimètre. L'utilisation de ce réseau, de fonction d'appareil plus grande, peut expliquer que les données soient plus dispersées lorsque la température diminue à la fin de l'acquisition.

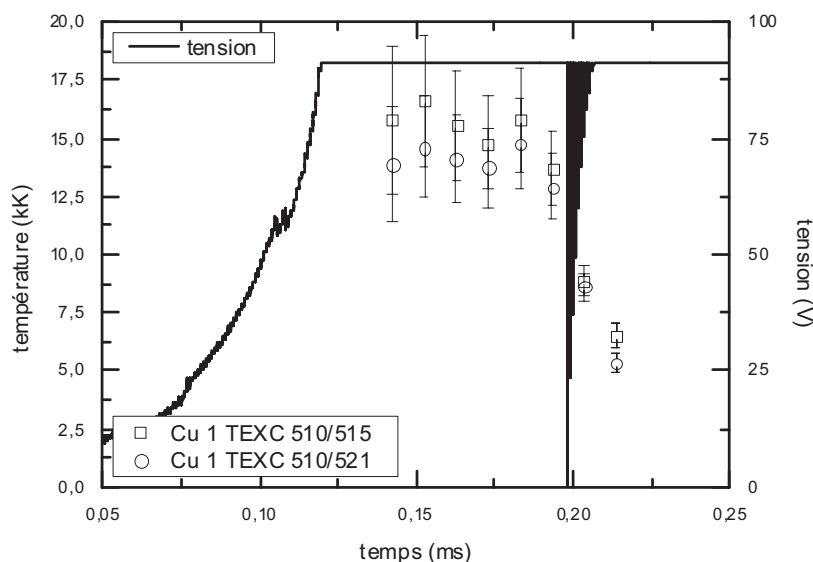


FIGURE 4.33 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 100 et tension aux bornes du fil.

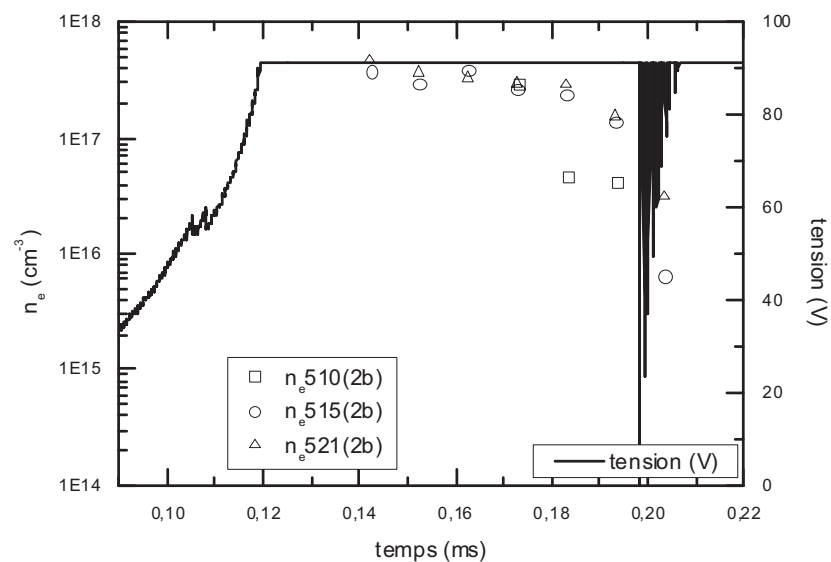


FIGURE 4.34 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 100 mesurée par la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

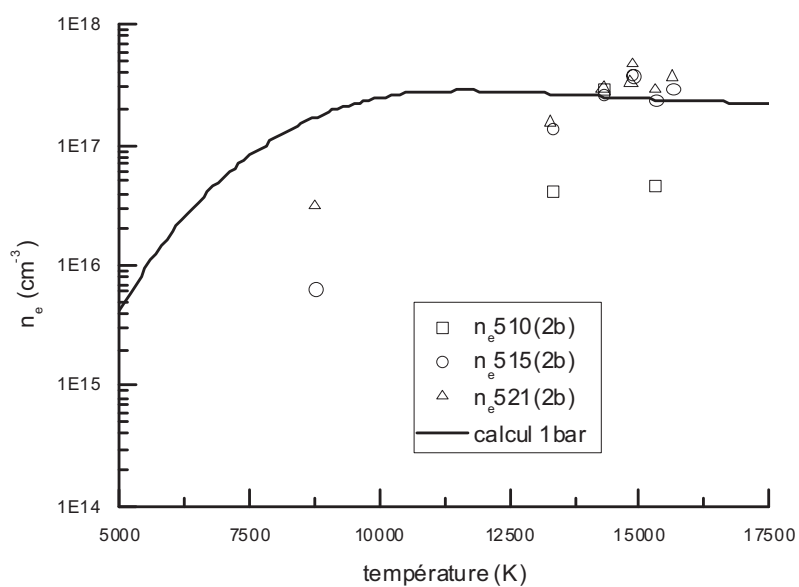


FIGURE 4.35 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 100.

4.2.2.1.4 Test 101

Les résultats du test 101 sont représentés sur les figures 4.36 à 4.38. Ce test a bénéficié d'un autre calibre d'acquisition pour la tension ce qui permet de constater un palier de tension de 200V (soit un champ électrique de 50kV.m^{-1}) avant ou pendant que l'arc électrique s'amorce. Les images de l'amorçage sont montrées dans la section 4.2.2.3. La température d'excitation (figure 4.36) est de 8kK au premier spectre pris durant l'amorçage de l'arc. La température croît à 11kK au deuxième spectre puis décroît à 10 kK et croît à nouveau pour se stabiliser entre 10 et 11kK à la fin de l'acquisition. Au premier spectre, la densité électronique évaluée est de 10^{17}cm^{-3} contre 5.10^{18}cm^{-3} pour le test 100. L'évolution de la densité, qui décroît à 10^{15}cm^{-3} au deuxième spectre, est très différente de celle du test 100. La densité électronique croît ensuite à 10^{16}cm^{-3} et décroît à nouveau ensuite. Le nuage de points des dernières densités évaluées est cependant assez éparpillé.

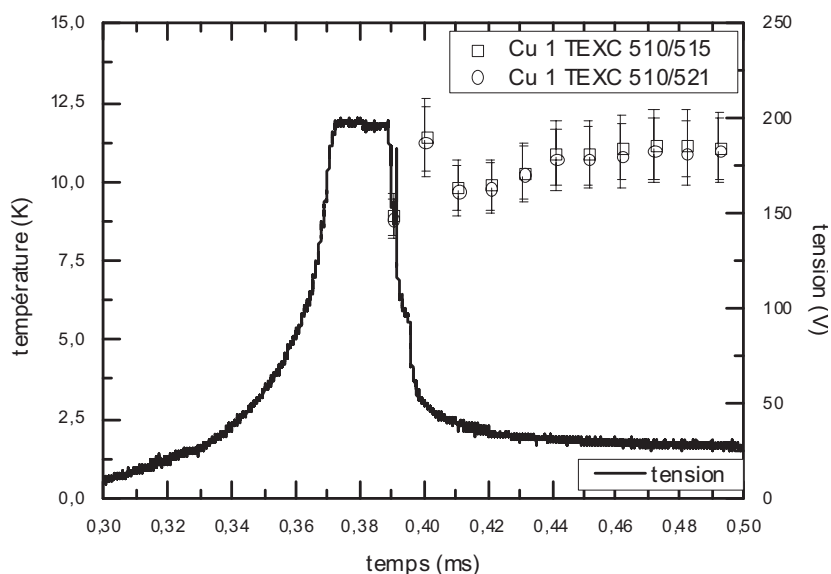


FIGURE 4.36 – Température d'excitation des vapeurs de cuivre du test 101 et tension aux bornes du fil.

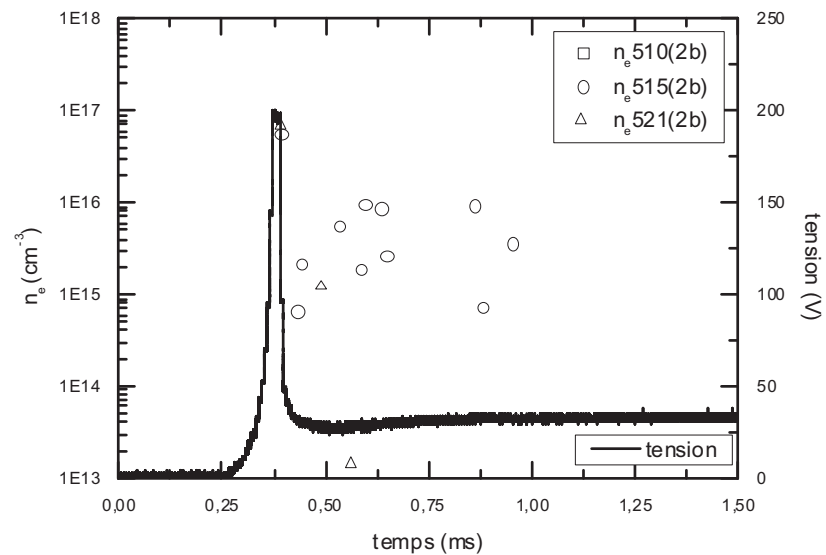


FIGURE 4.37 – Densité électronique des vapeurs de cuivre du test 101 mesurées par la méthode 2b pour les raies à 510, 515 et 521 nm.

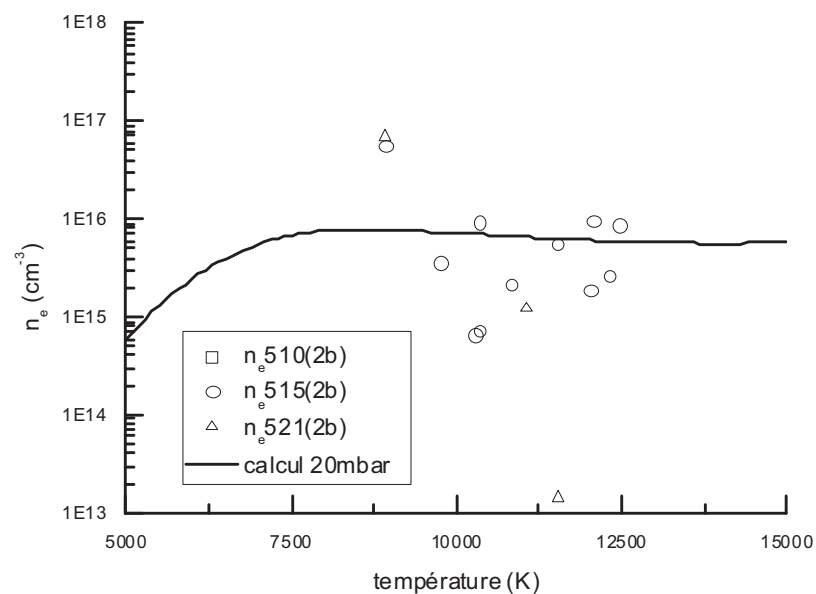


FIGURE 4.38 – Comparaison de la densité électronique mesurée par la méthode 2b avec la densité électronique obtenue par le calcul de composition en fonction de la température pour le test 101.

4.2.2.1.5 Conclusions sur la spectrométrie des tests 98, 99, 100 et 101

La décharge capacitive permet d'injecter plus d'énergie dans le fil entre le début du test et le moment de l'explosion. Cela se traduit par des températures d'excitation plus élevées d'un ordre de 2500K à 7000K par rapport aux résultats obtenus avec l'alimentation à courant régulé. Les températures d'excitation maximales des tests menés à pression atmosphérique sont supérieures d'environ 3000 K aux tests réalisés avec un vide primaire initial. Les densités électroniques restent du même ordre de grandeur pour les tests réalisés avec les mêmes pressions initiales. Il existe une différence d'un rapport 10 entre les tests 98 et 101 (typiquement 10^{16}cm^{-3}), réalisés sous vide initial, et les tests 99 et 100 (typiquement 10^{17}cm^{-3}), réalisés à pression atmosphérique.

4.2.2.2 Comparaison avec la théorie de l'explosion de nucléation

Les courbes de courant et de tension des tests 98, 99, 100 et 101 sont données par les figures 4.39, 4.41, 4.43 et 4.45. Un zoom de ces courbes est effectué dans les figures 4.40, 4.42, 4.44 et 4.46 afin de mieux voir comment la tension évolue lors de l'amorçage ainsi que pour pouvoir distinguer le palier de courant qui est dû à l'augmentation brutale de résistivité du fil.

La voie qui réalise l'acquisition du courant pour le test 101 sature à 300A. Cependant cette saturation n'est pas gênante car elle se situe bien après l'amorçage. Le courant durant le palier de tension ne reste pas stable, mais au contraire décroît d'une valeur de 76 à 50 A. La forme du courant dans ce cas rappelle la forme d'explosion de type (c) comportant une décharge d'arc surfacique (section 2.3.4). Cela signifie que le test 101 est proche d'une explosion avec pause de courant (type (a)).

En ce qui concerne le test 100, il existe une saturation à environ 91V qui empêche d'apprécier l'évolution de la tension pendant une partie du temps. Ce test, pourtant réalisé dans les mêmes conditions que le test 99 ne donne pas les mêmes résultats. Le courant croît moins vite et s'interrompt après la montée rapide de la tension. La tension, reste saturée longtemps (environ 4ms) après l'annulation du courant. Ce type d'évolution de courant et de tension ne ressemble pas à l'explosion de type "matched" ou type (c) (section 2.3.4) car la tension ne s'annule pas avec le courant. En revanche l'acquisition reste d'une durée trop petite pour pouvoir conclure si l'explosion est du type (a), c'est-à-dire du type "pause de courant". Dans la section 2.3.4,

la formule (2.82) permet de calculer la longueur critique qui différencie les explosions avec pause de courant (type a) et les explosions avec décharges d'arc surfacique, pourvu que l'énergie stockée dans le banc de condensateur soit suffisante pour détruire le fil. L'application numérique donne dans le cas du test 100 $l_c=0,28\text{mm}$. Cette longueur est en dessous de la longueur inter-électrode utilisée pour les quatre tests. Cependant, la formule n'est valable que pour les conditions de pression atmosphérique, seuls les tests 99 et 100 sont donc concernés. Il est possible que la forme de la tension du test 100 soit explicable par une explosion de type (a) mais il est difficile de comprendre dans ce cas pourquoi il n'en est pas de même pour le test 99. Les températures d'explosion sont calculées selon la méthode donnée en section 4.1.3.

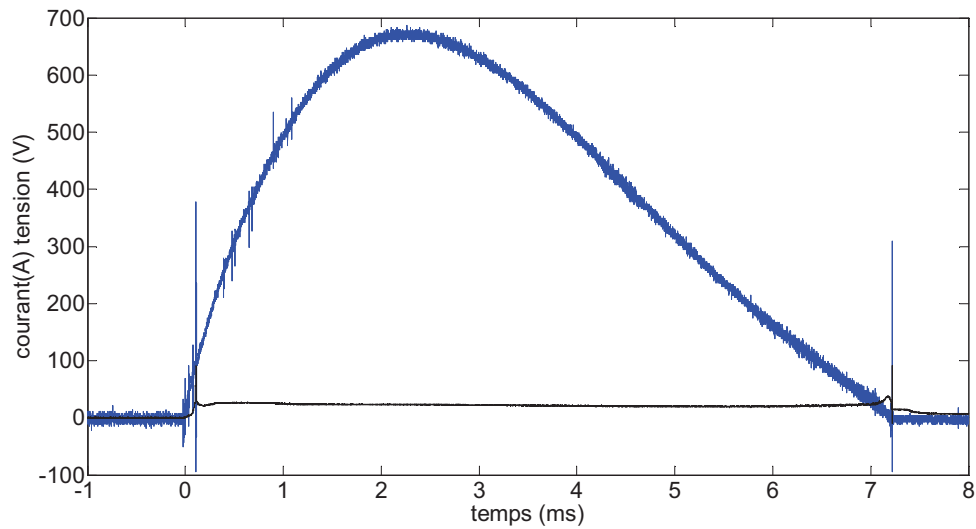


FIGURE 4.39 – Tension et courant du test 98. La tension est en noir et le courant en bleu.

Les résultats des calculs et des mesures de température sont donnés dans le tableau 4.5. Même avec le banc capacitif, les intensités sont trop faibles au moment de l'explosion pour effectuer une comparaison valable avec la théorie de l'explosion de nucléation.

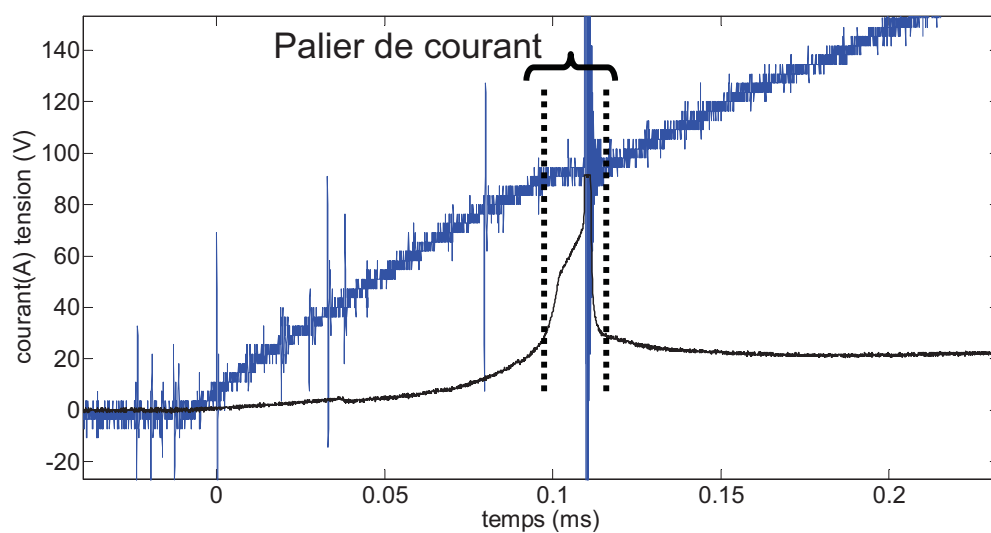


FIGURE 4.40 – Tension et courant du test 98, zoomés au moment de la montée rapide de tension. La tension est en noir et le courant en bleu.

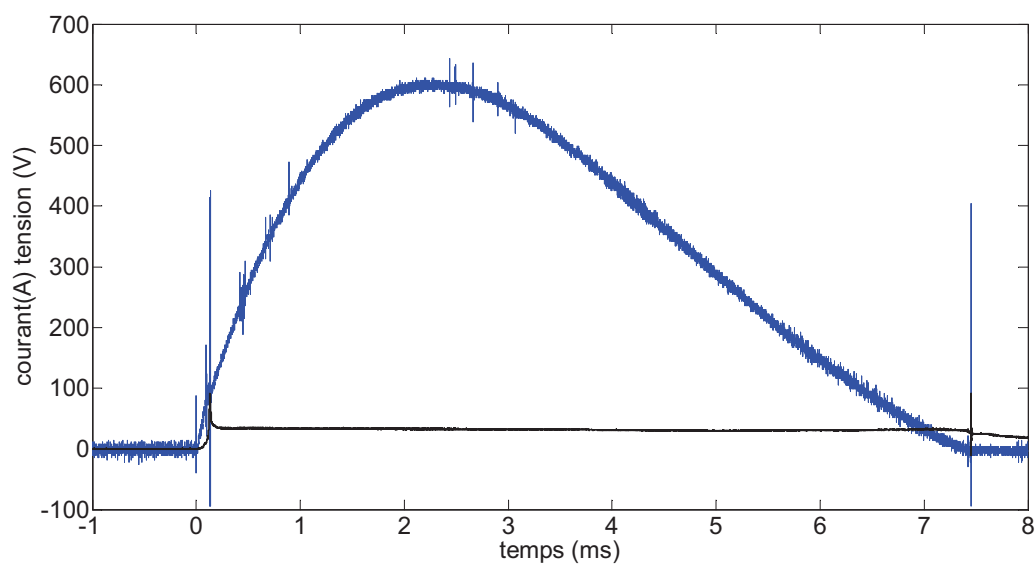


FIGURE 4.41 – Tension et courant du test 99. La tension est en noir et le courant en bleu.

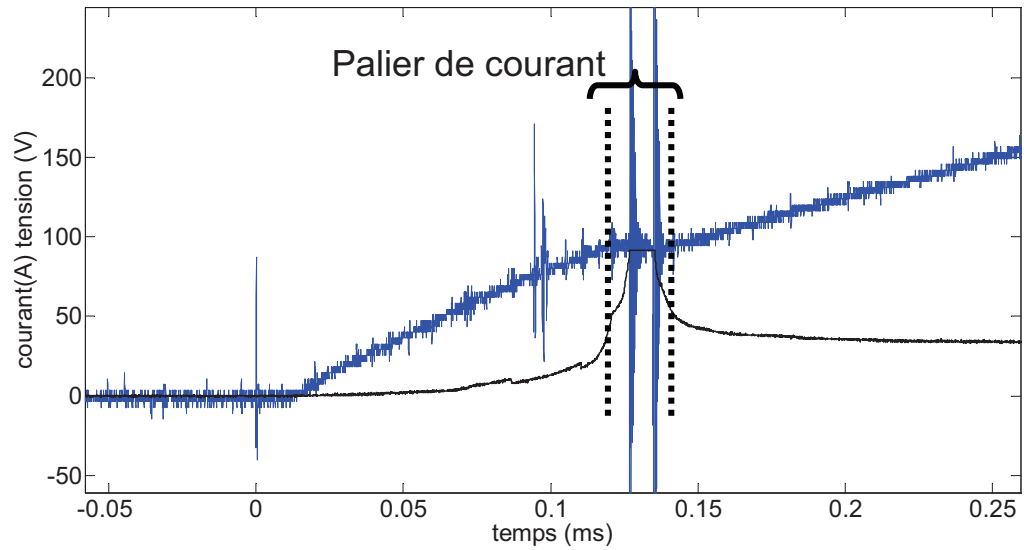


FIGURE 4.42 – Tension et courant du test 99, zoomés au moment de la montée rapide de tension. La tension est en noir et le courant en bleu.

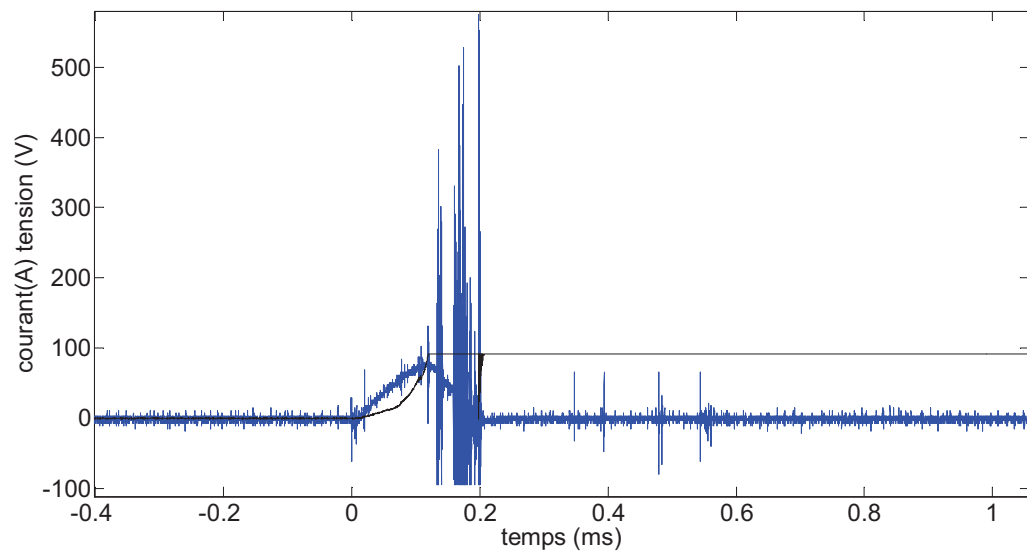


FIGURE 4.43 – Tension et courant du test 100. La tension est en noir et le courant en bleu.

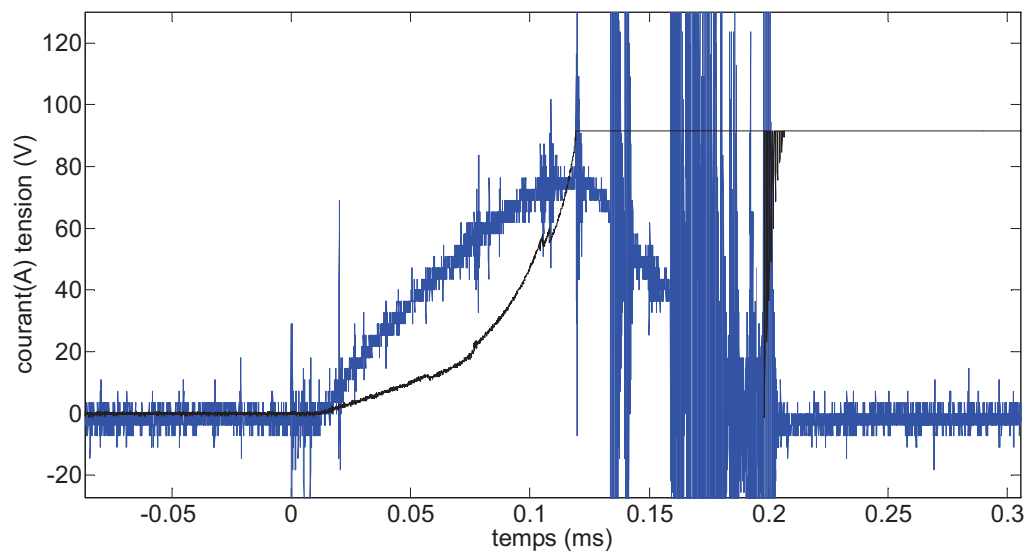


FIGURE 4.44 – Tension et courant du test 100, zoomés au moment de la montée rapide de tension. La tension est en noir et le courant en bleu.

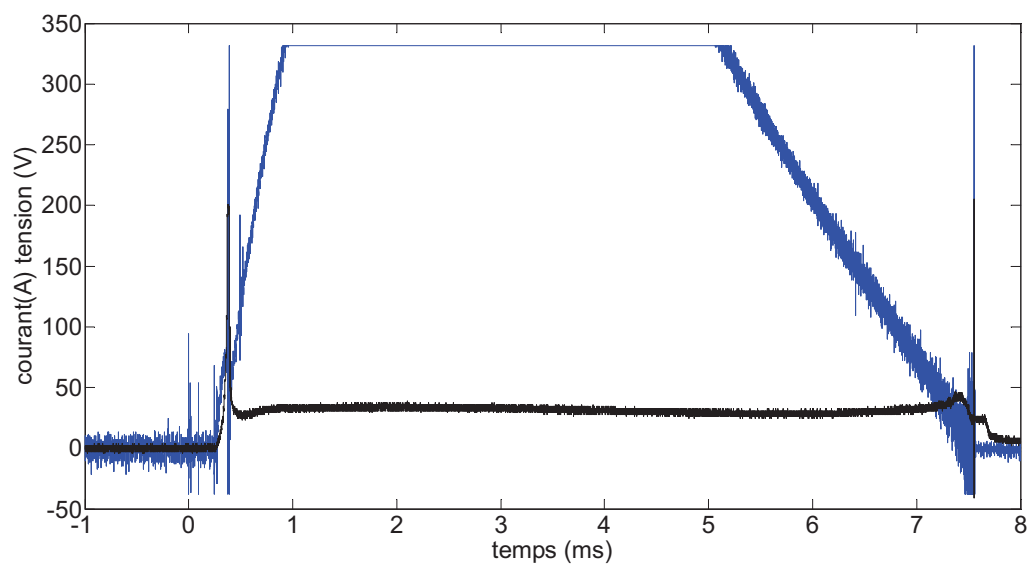


FIGURE 4.45 – Tension et courant du test 101. La tension est en noir et le courant en bleu.

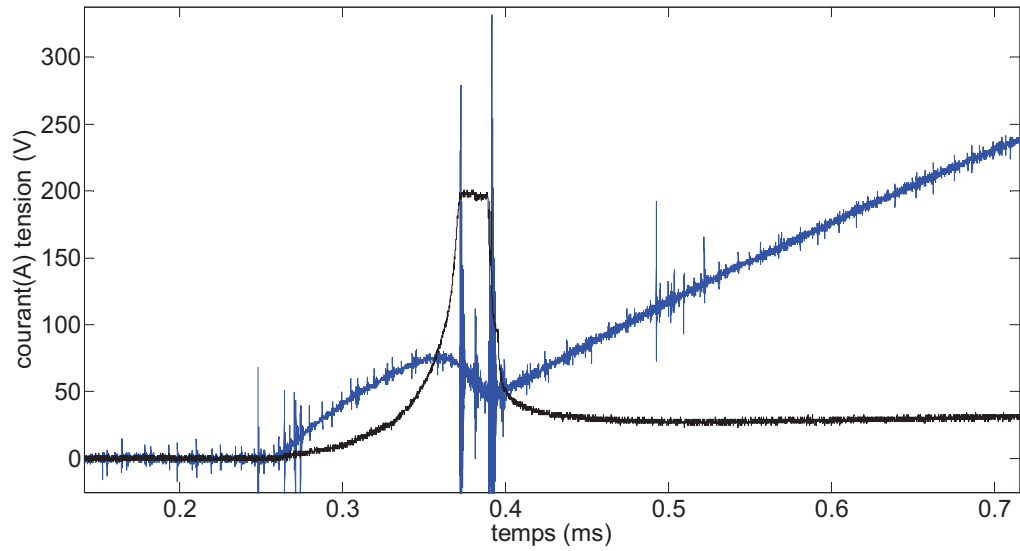


FIGURE 4.46 – Tension et courant du test 101, zoomés au moment de la montée rapide de tension. La tension est en noir et le courant en bleu.

Test	Intensité (A)	Température d'excitation (K)	Température d'explosion de nucléation ou MHD (K)
98	91	12500	1547
99	95	17000	1556
100	76	16000	1513
101	74	16000	1509

Tableau 4.5 – Comparaison entre la température d'excitation des vapeurs et celle prédite par la théorie de l'explosion de nucléation pour les tests réalisés avec le banc capacitif. .

4.2.2.3 Imagerie rapide

Les tests 98, 99, 100 et 101 ont été filmés avec une vitesse d'acquisition de 320754 images par seconde. Le fil est cette fois-ci en position horizontale sur l'image. Les tests 100 et 101 ont été filmés à l'aide d'un filtre interférentiel d'une bande passante de 10 nm, centré sur la longueur d'onde 515 nm. Les numéros d'images à considérer sont ceux indiqués sur le côté droit, à côté du temps qui correspond aux chronogrammes de courant et de tension. Les tests 98 et 100 sont réalisés avec une pression initiale de 20mbar, tandis que les tests 99 et 101 sont réalisés à pression initiale atmosphérique.

4.2.2.3.1 Test 98

Les figures 4.47 à 4.51 présentent les images prises avant l'amorçage et après. Les images 24 et 25 montrent qu'aucune luminosité mesurable n'est émise pendant la montée rapide de la tension. Les premières lueurs typiques de l'amorçage ne commencent qu'à l'image 26, lorsque la tension est maximum et qu'elle est sur le point de décroître. L'image 27 correspond d'ailleurs à une tension moins importante d'environ 50V. Ceci confirme que pour les di/dt plus importants, l'amorçage de l'arc correspond bien à une diminution de tension. Même si le courant augmente progressivement durant la décharge capacitive, la tension reste constante jusqu'à la fin de la décharge.

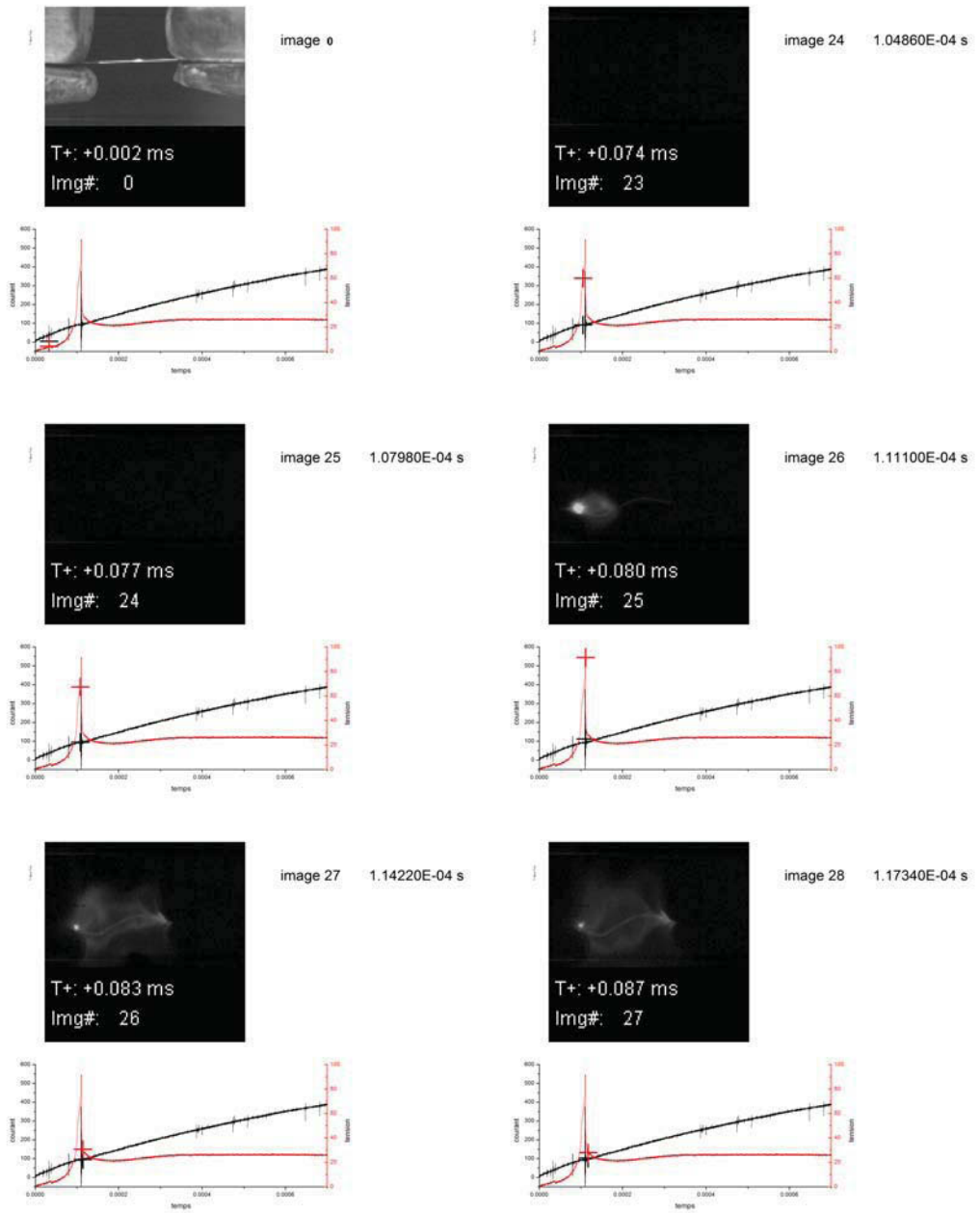


FIGURE 4.47 – Images 0 et 24 à 28 obtenues pour le test 98.

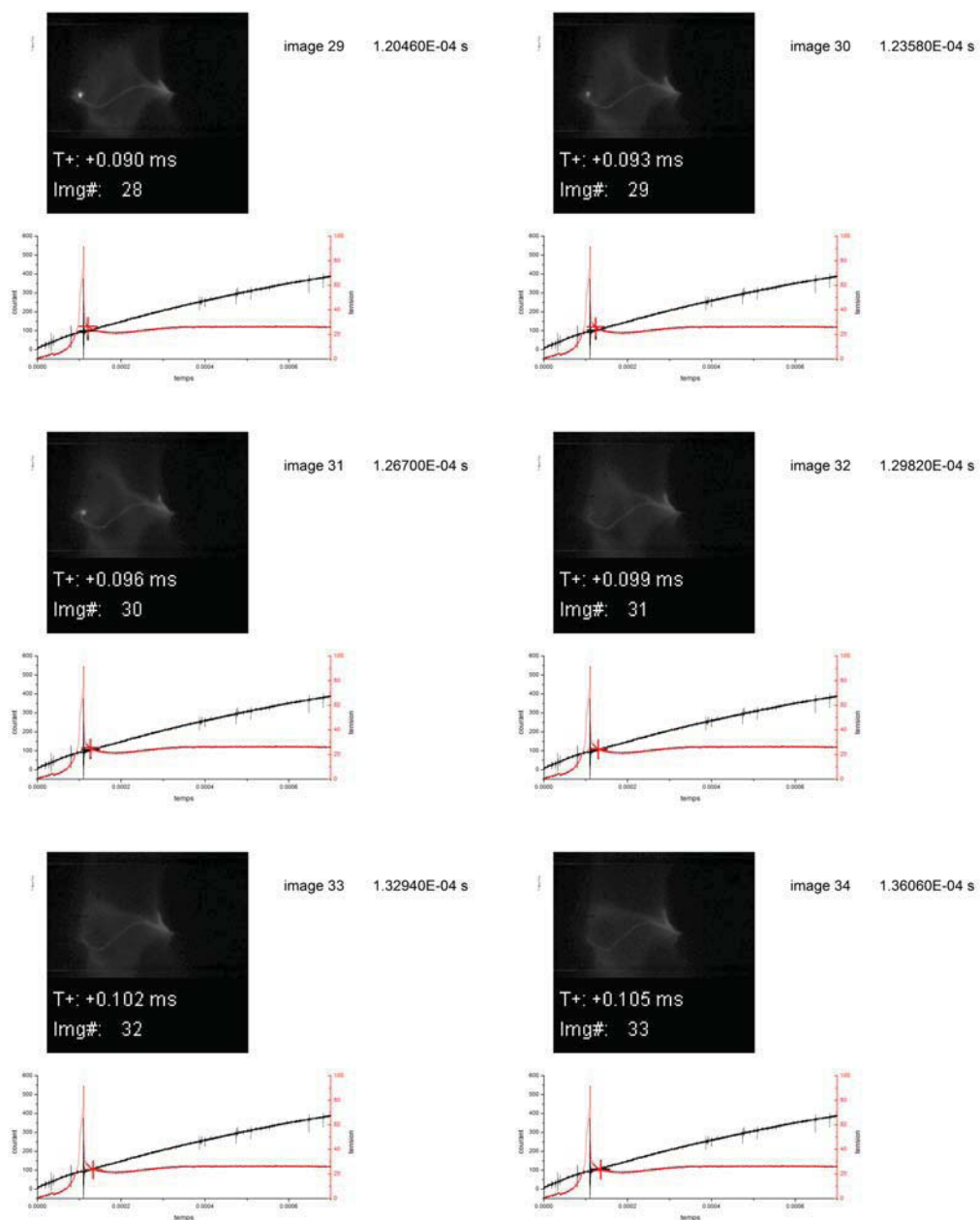


FIGURE 4.48 – Images 29 à 34 obtenues pour le test 98.

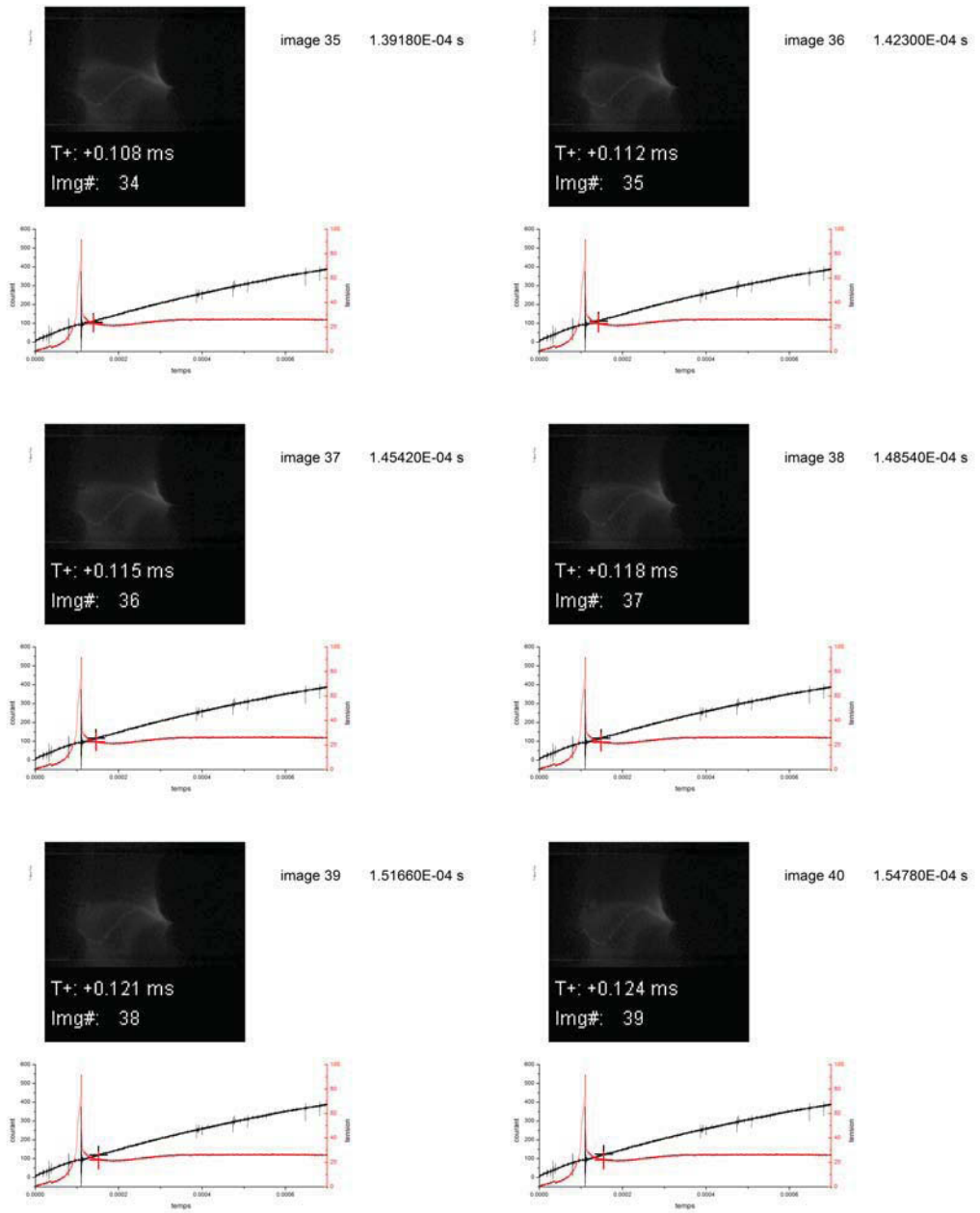


FIGURE 4.49 – Images 35 à 40 obtenues pour le test 98.

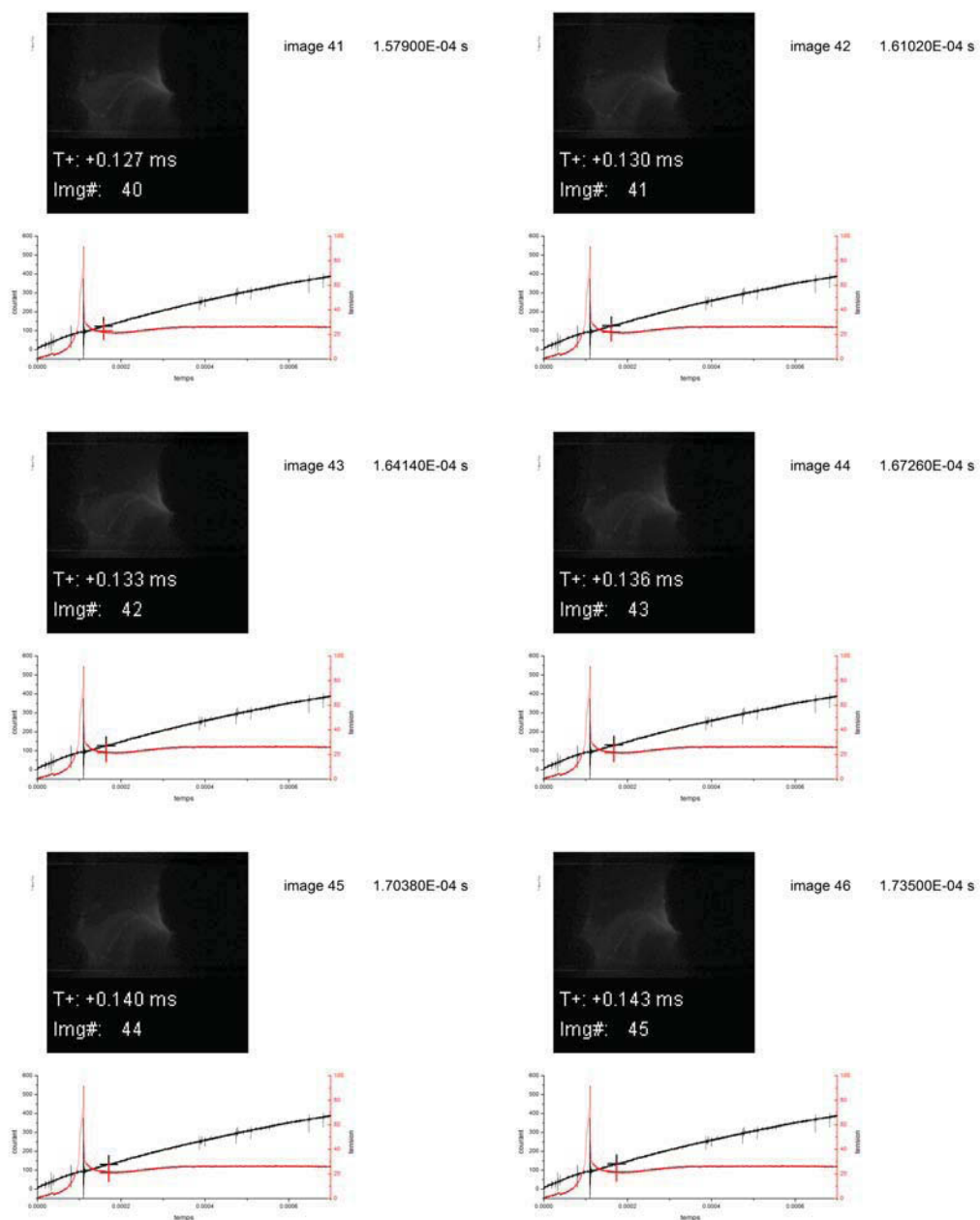


FIGURE 4.50 – Images 41 à 46 obtenues pour le test 98.

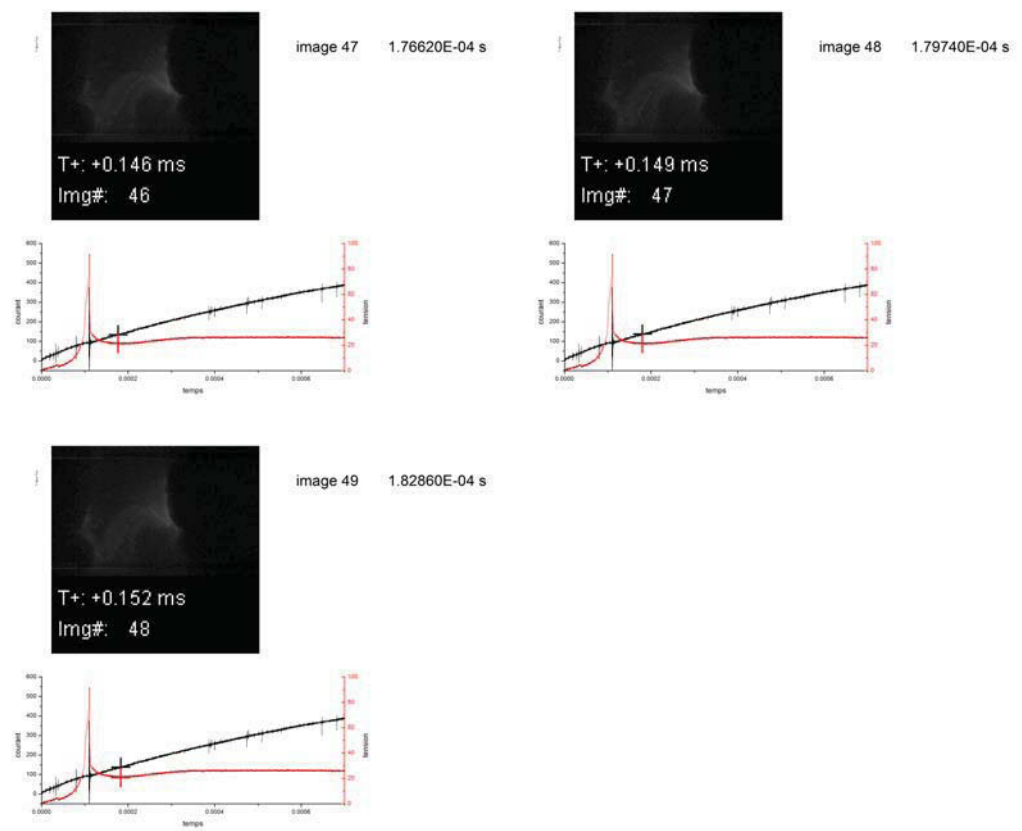


FIGURE 4.51 – Images 47 à 49 obtenues pour le test 98.

4.2.2.3.2 Test 99

Les figures 4.52 à 4.56 présentent les images prises avant l'amorçage et après. Il est visible que pour ce test, l'arc semble s'amorcer prématurément durant la montée rapide de la tension (image 24). A partir de cette image, deux fronts de vapeur provenant des électrodes se dirigent l'un vers l'autre et se rejoignent à l'image 28. Il semble donc que cette fois-ci l'amorçage de l'arc se soit réalisé au niveau des électrodes. Le palier de tension prend fin à l'image 28 lorsque les vapeurs se rejoignent. L'arc créé semble ensuite se fixer directement sur les électrodes, aucune rupture du fil ne peut être constatée avant l'image 28. Après cette image, la caméra est saturée en luminosité et il n'est pas possible de voir l'évolution du fil. Il est possible que le test 99 n'évolue pas en explosion du type "pause de courant" par la faute des électrodes en cuivre qui semblent projeter de la vapeur dans le milieu inter-électrode. La tenue du fil par écrasement est peut-être à mettre en cause également car elle favorise l'amorçage au niveau des électrodes.

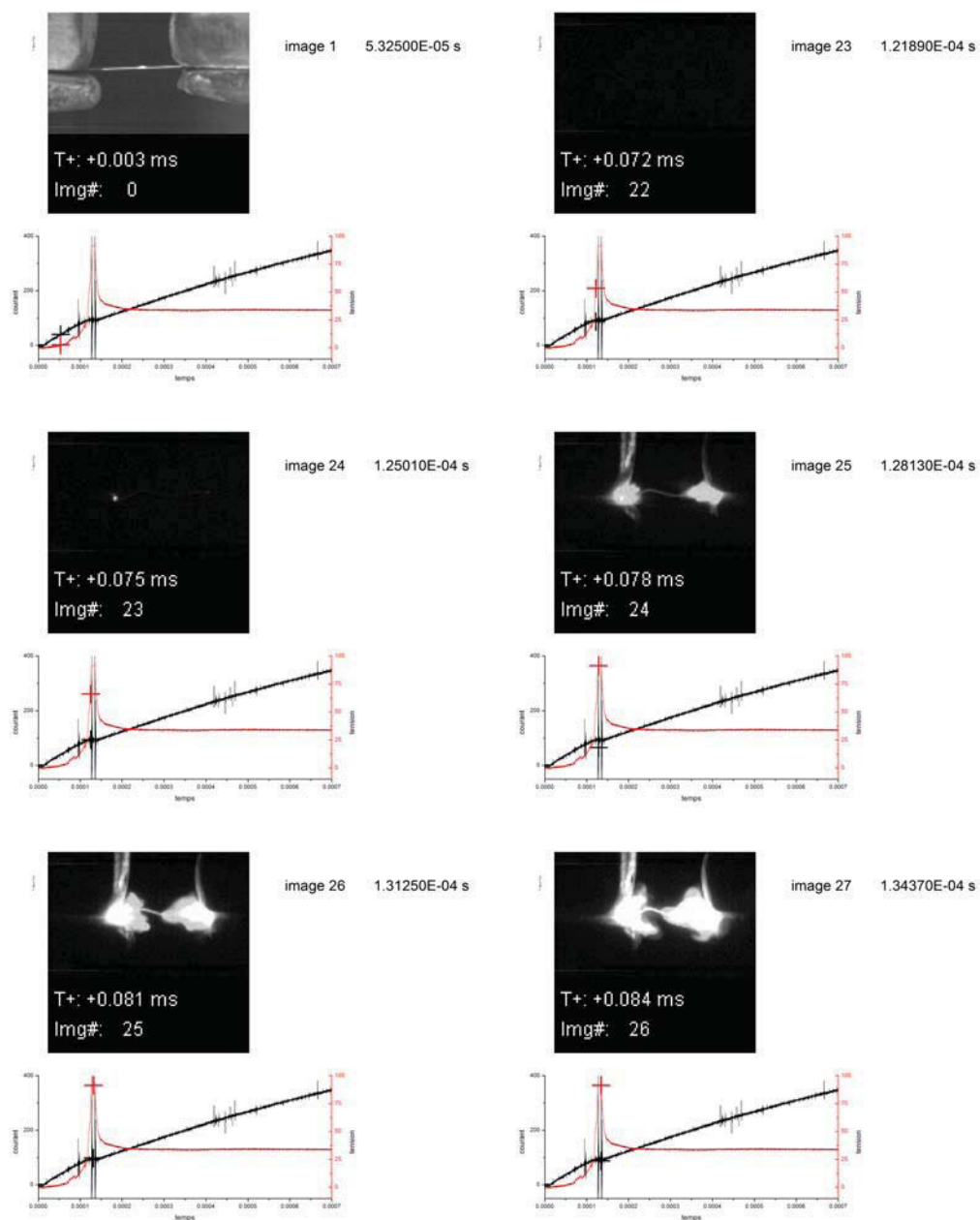


FIGURE 4.52 – Images 1 et 23 à 27 obtenues pour le test 99.

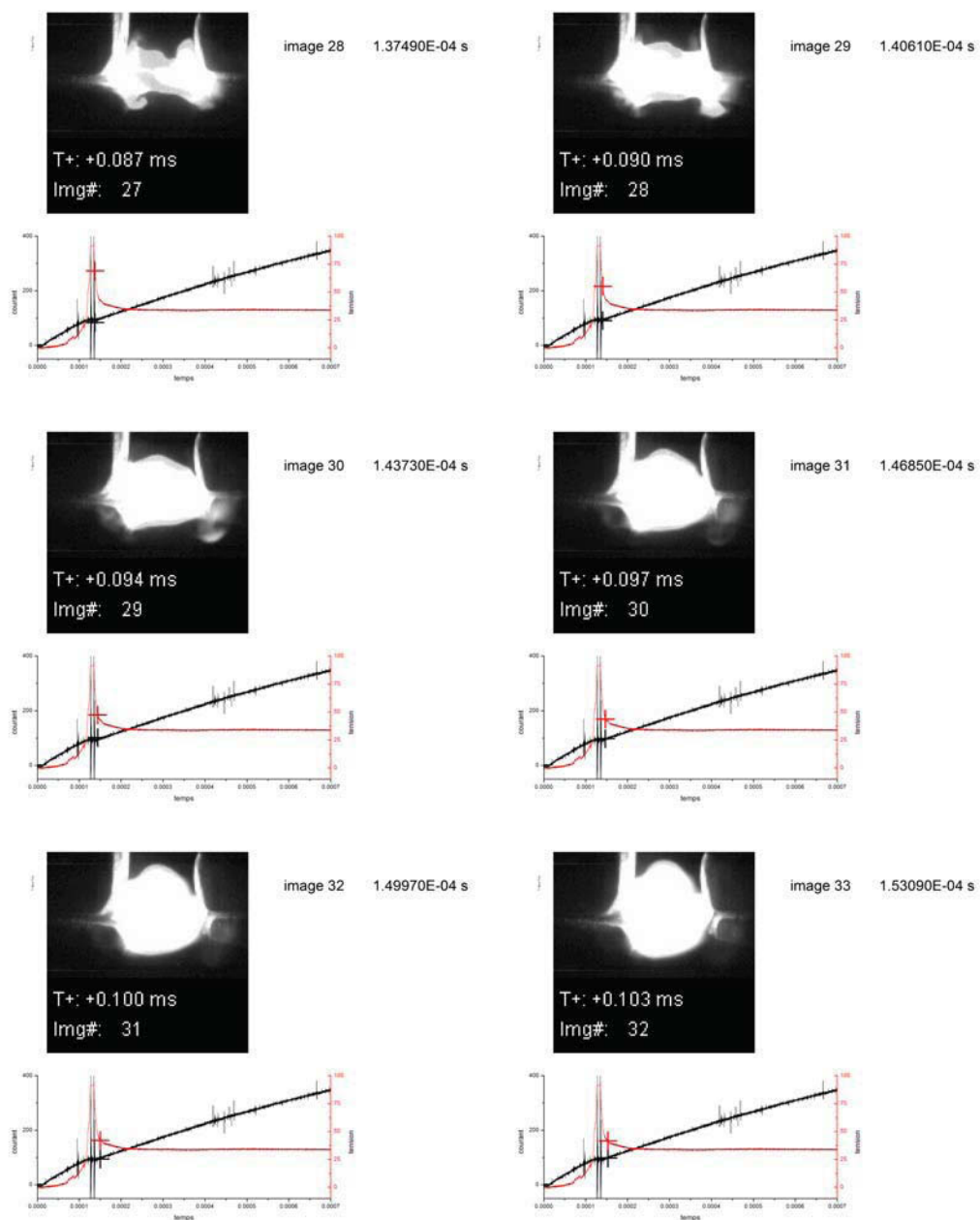


FIGURE 4.53 – Images 28 à 33 obtenues pour le test 99.

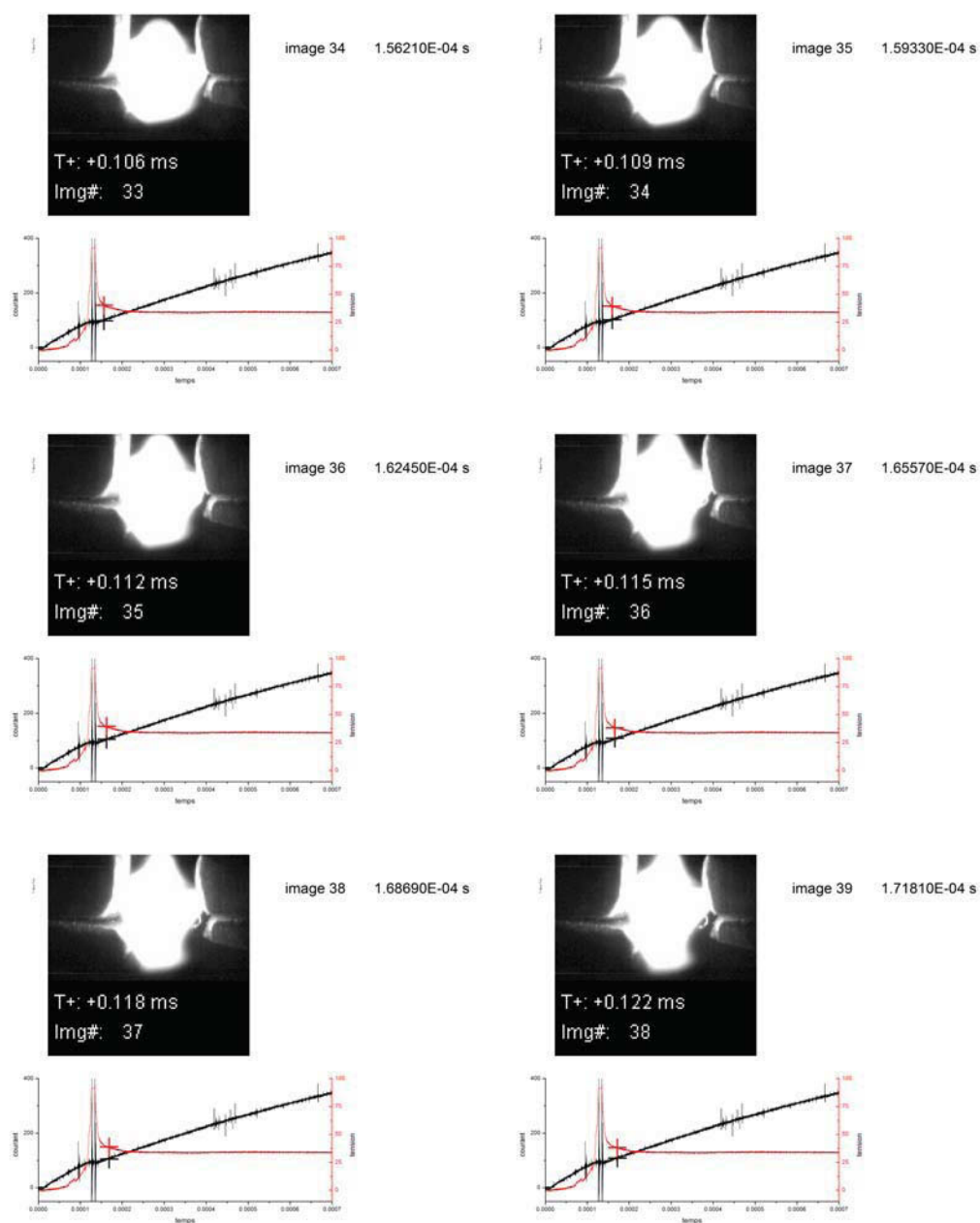


FIGURE 4.54 – Images 23 à 27 obtenues pour le test 99.

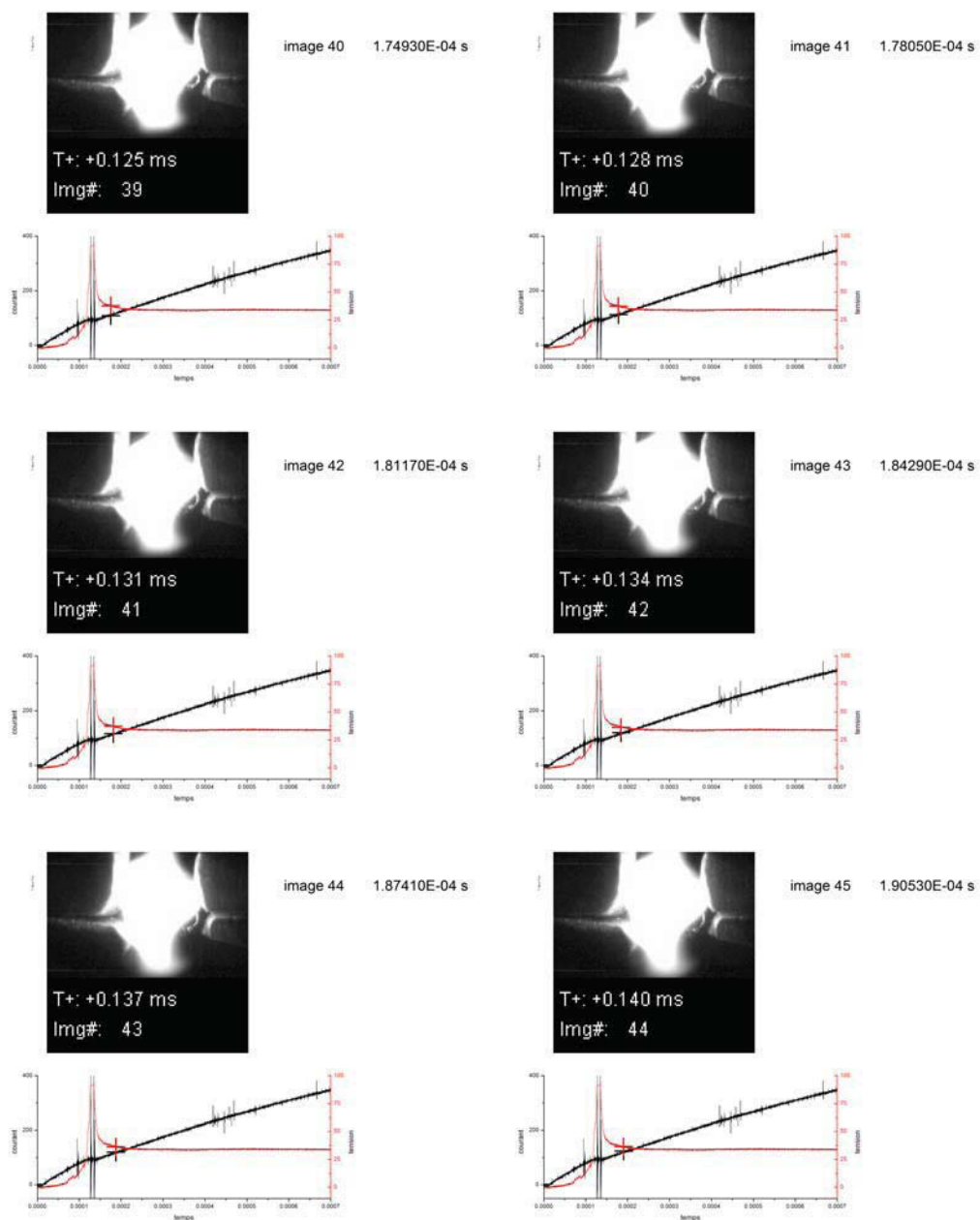


FIGURE 4.55 – Images 34 à 39 obtenues pour le test 99.

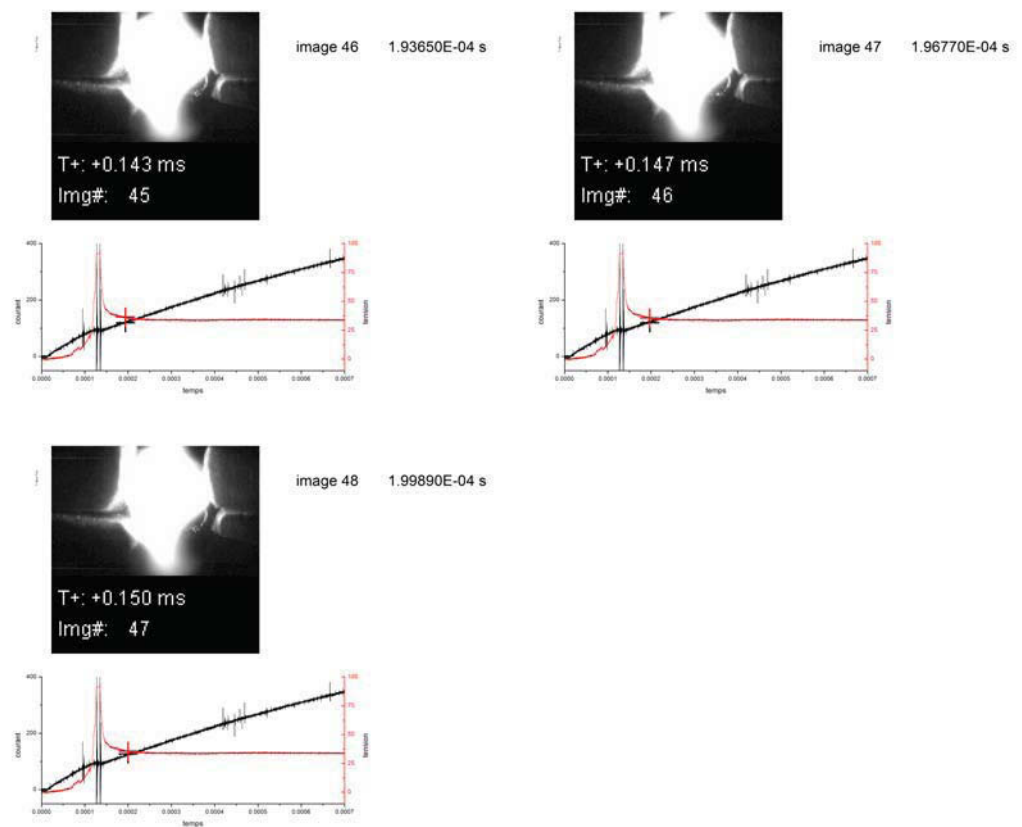


FIGURE 4.56 – Images 40 à 45 obtenues pour le test 99.

4.2.2.3.3 Test 100

Les figures 4.57 à 4.61 présentent les images prises avant l'amorçage et après. La vision de la caméra est conditionnée par un filtre interférentiel centré à 515nm. Les premières vapeurs détectées par la caméra (image 26) correspondent au moment où le courant entame sa décroissance. L'émission de vapeur est surtout constatée au niveau de l'électrode de gauche (anode) au début de l'explosion. Alors que la décroissance du courant est bien avancée, une émission de vapeurs est constatée sur plusieurs parties du fil, principalement du côté de la cathode, à droite (image 36). Cette émission semble s'intensifier ensuite alors que le courant continue de décroître. Des perturbations importantes sont visibles sur la voie d'acquisition du courant. Il se produit un phénomène qui perturbe d'autant plus le fonctionnement du LEM que le courant tend à s'annuler (images 39 et 40). Les vapeurs restent visibles pendant tout le reste de l'acquisition, alors même que le courant devient nul.

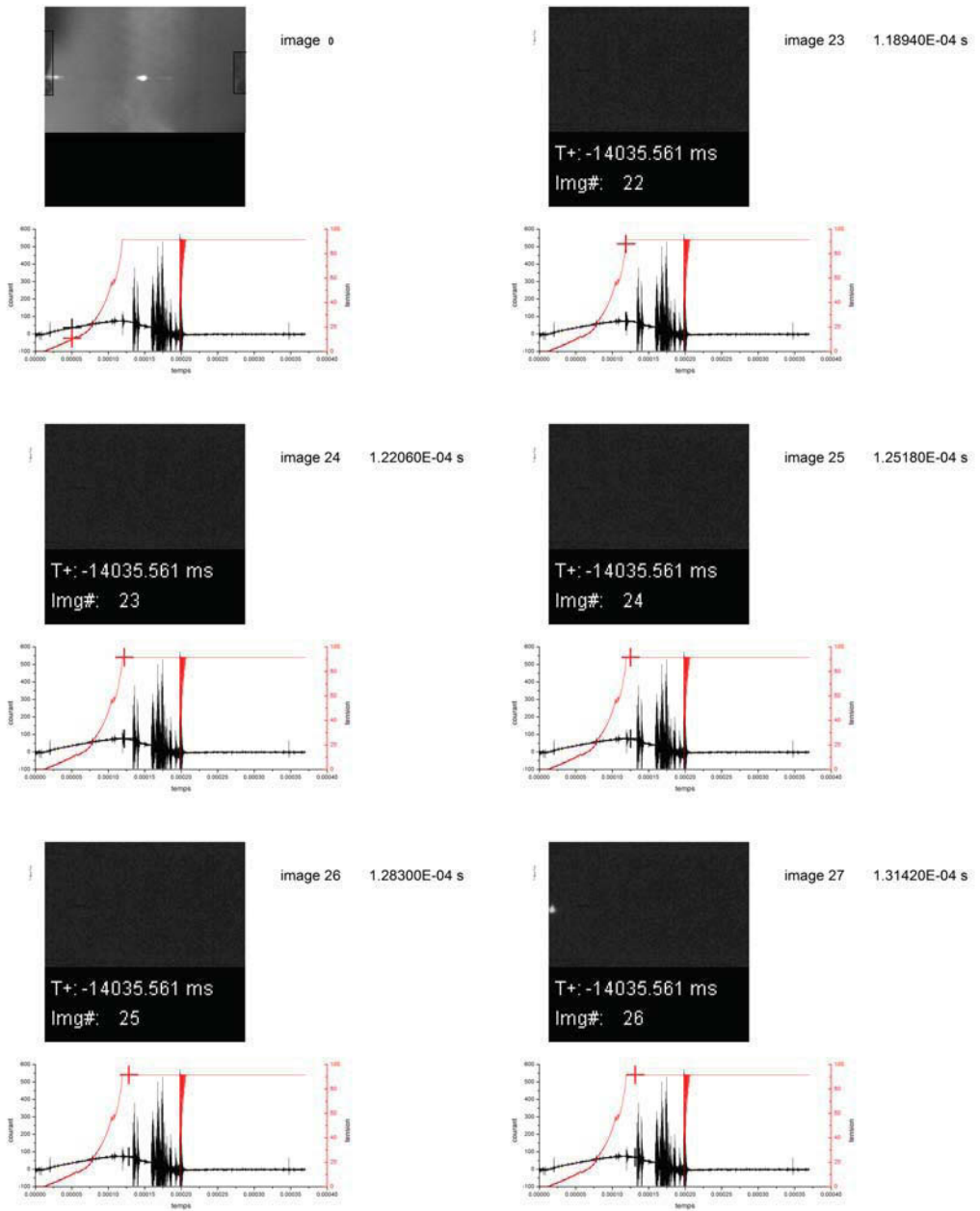


FIGURE 4.57 – Images 0 et 23 à 27 obtenues pour le test 100.

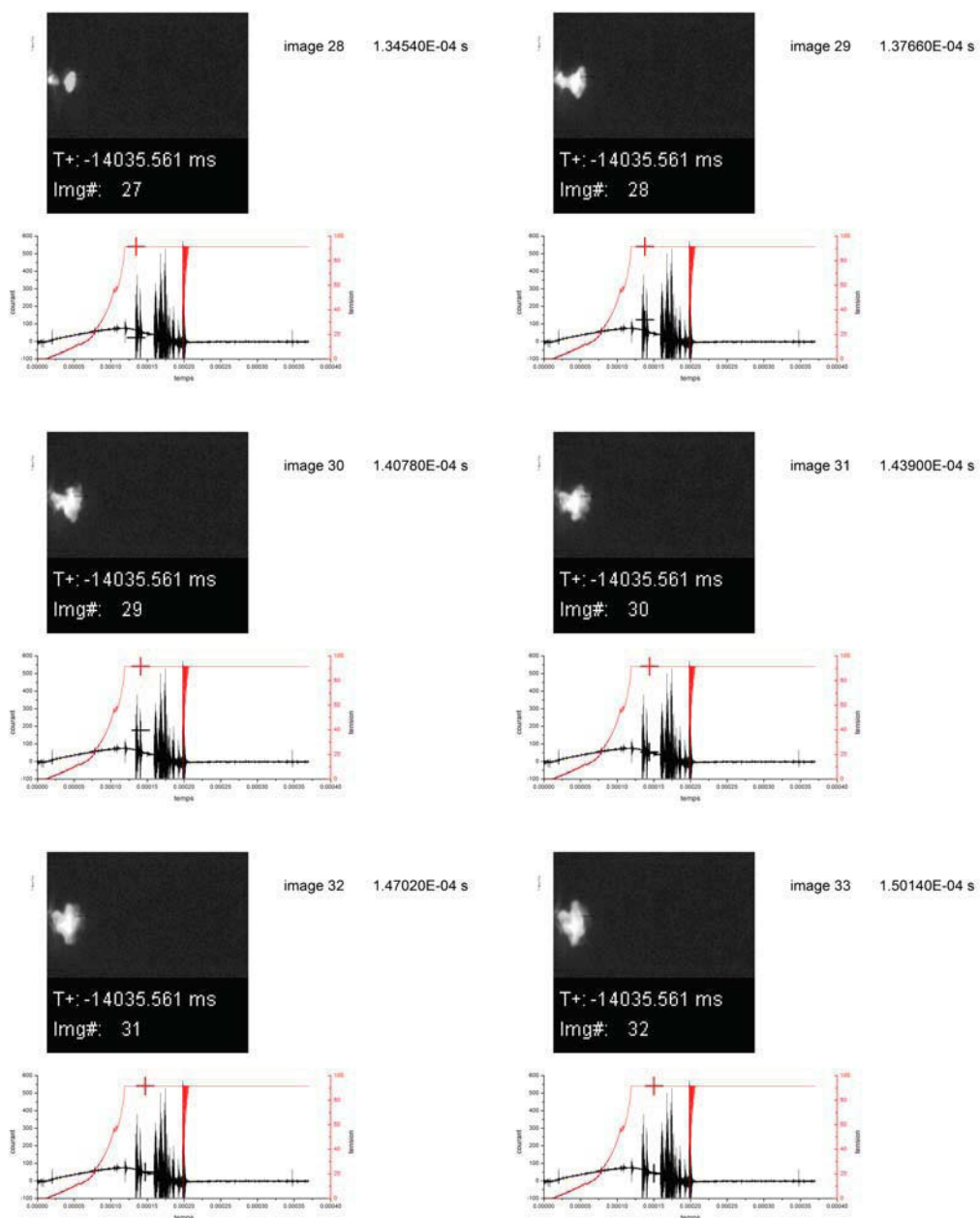


FIGURE 4.58 – Images 28 à 33 obtenues pour le test 100.

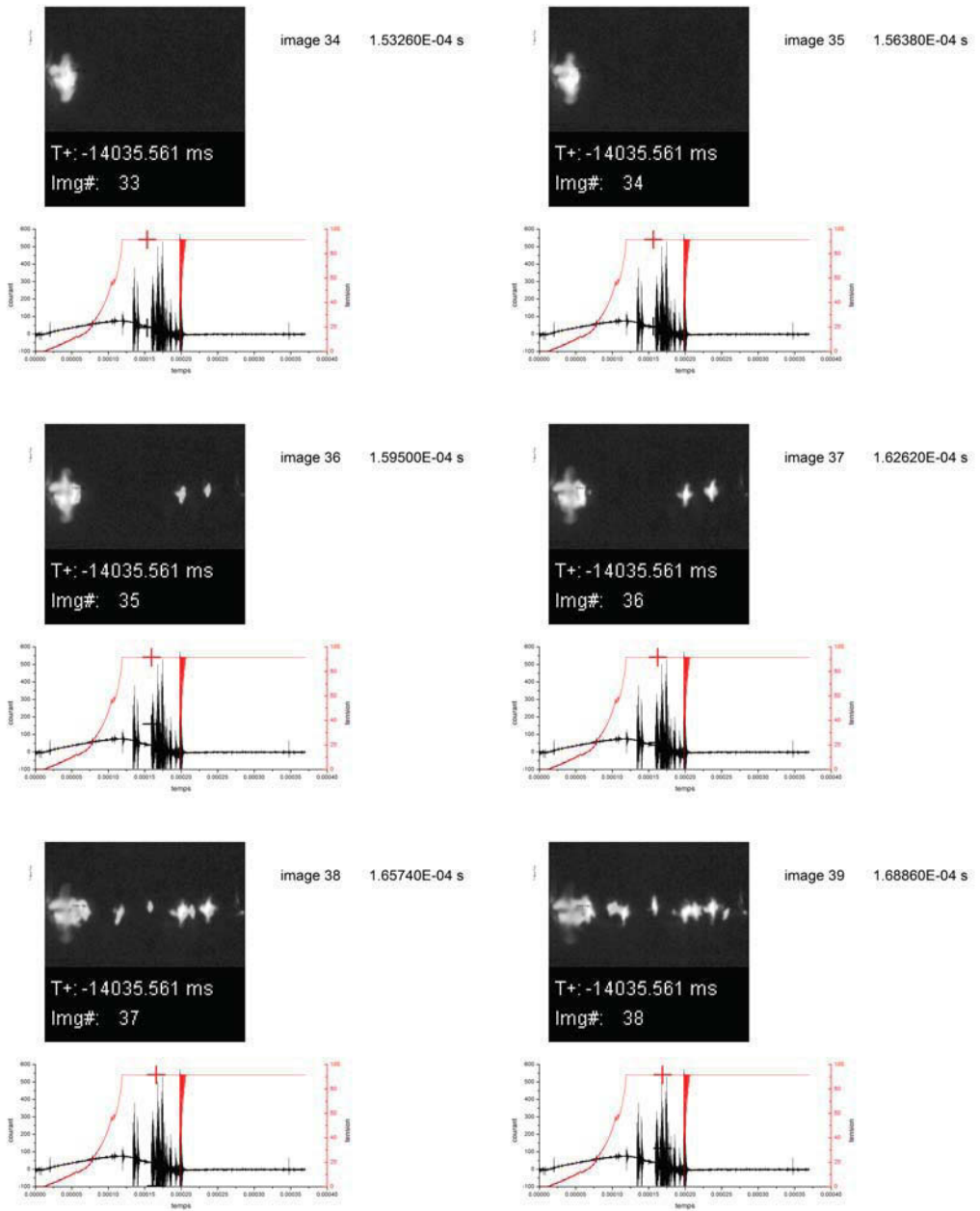


FIGURE 4.59 – Images 34 à 39 obtenues pour le test 100.

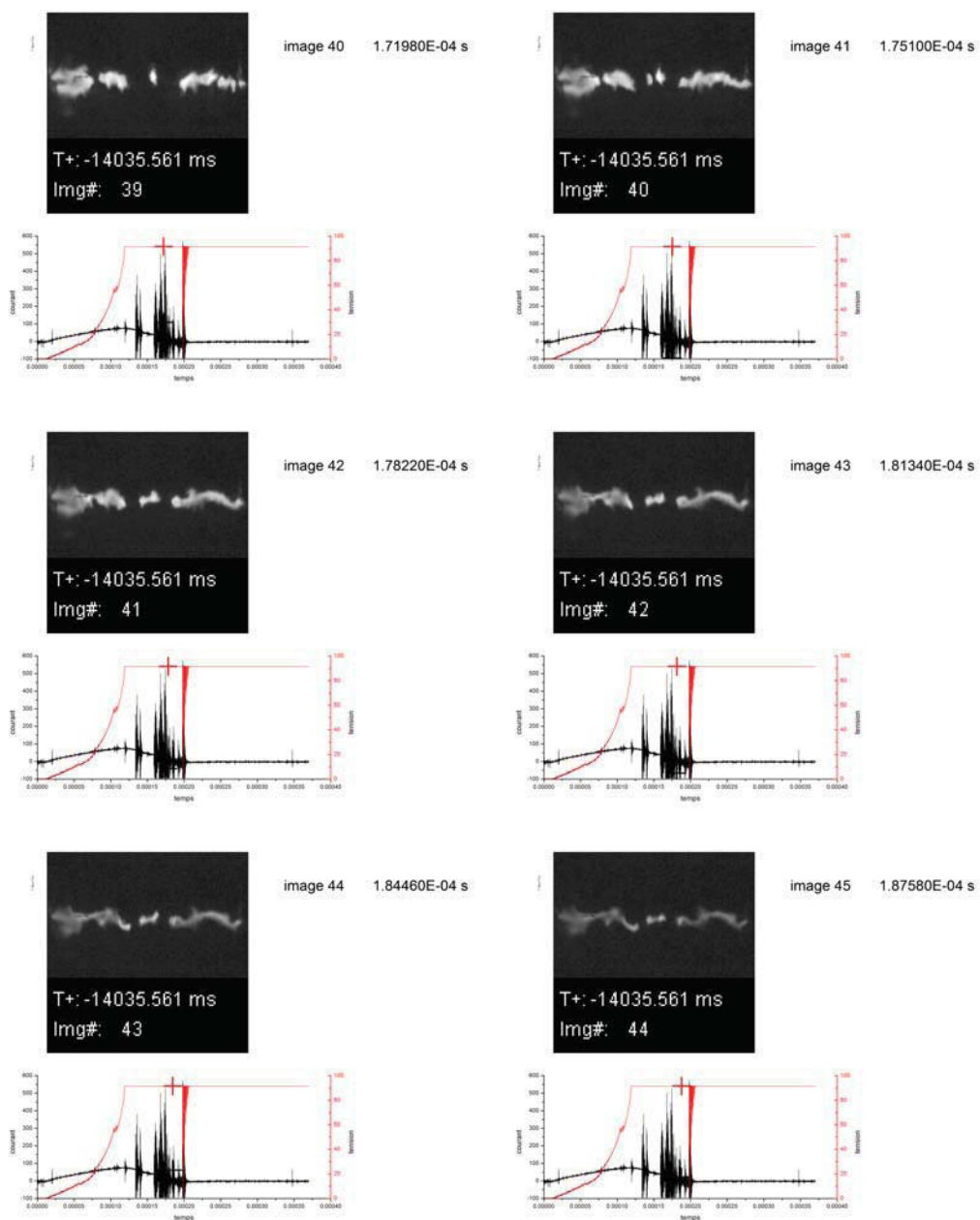


FIGURE 4.60 – Images 40 à 45 obtenues pour le test 100.

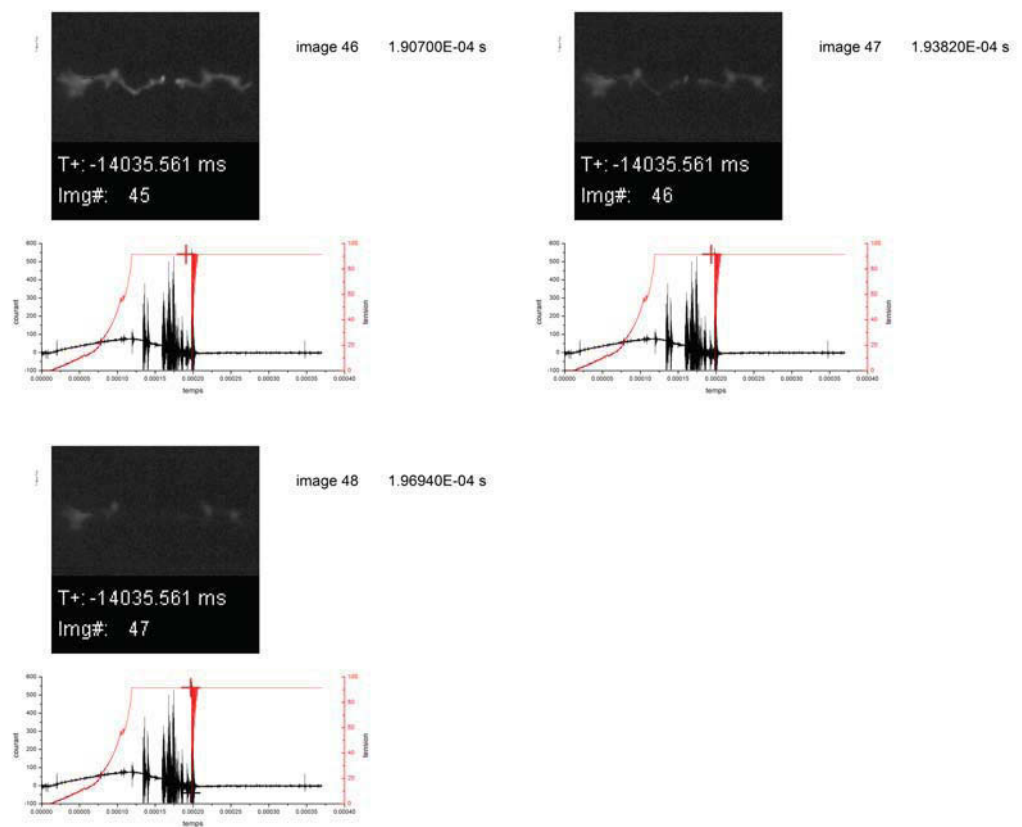


FIGURE 4.61 – Images 46 à 48 obtenues pour le test 100.

4.2.2.3.4 Test 101

Les figures 4.62 à 4.66 présentent les images prises avant l'amorçage et après. De même que pour le test 100, l'acquisition est réalisée à l'aide d'un filtre interférentiel centré à 515 nm. Le premier dégagement de vapeur est constaté sur l'image 26, et vient comme pour le test 100 de l'anode (à gauche). Ce dégagement de vapeur se produit durant la croissance de la tension mais reste faible durant le palier de tension en comparaison du test 100 (images 26 à 29). A l'image 30, les vapeurs dégagées par le fil sur toute sa longueur peuvent être vues, même si l'intensité lumineuse est faible. L'image 31 montre un dégagement de vapeur très important sur plus de la moitié du fil en partant de l'anode (à gauche). Les vapeurs occupent alors un diamètre de 0,6 mm sur l'image 31 alors que le diamètre occupé à l'image 30 est de 0,15mm. D'après les échelles et les deux temps de la caméra, les vapeurs se sont expansées entre les deux images avec une vitesse d'environ 72m.s^{-1} . Le fil explose en partant de l'anode vers la cathode (de gauche à droite sur les images). Durant l'explosion, la tension et le courant diminuent (images 31 à 33). La colonne de vapeur s'uniformise ensuite en même temps que le courant recommence à croître.

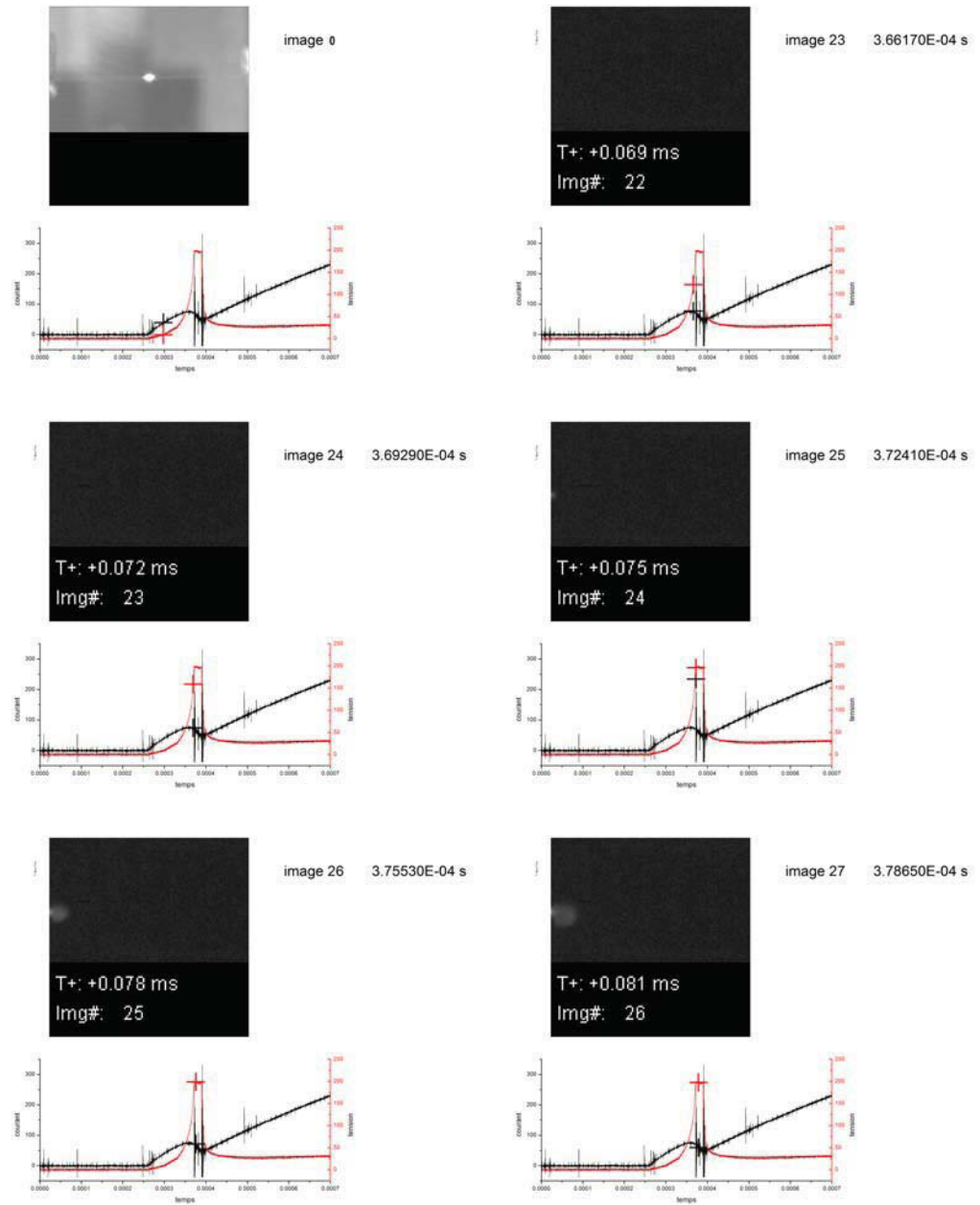


FIGURE 4.62 – Images 0 et 23 à 27 obtenues pour le test 101.

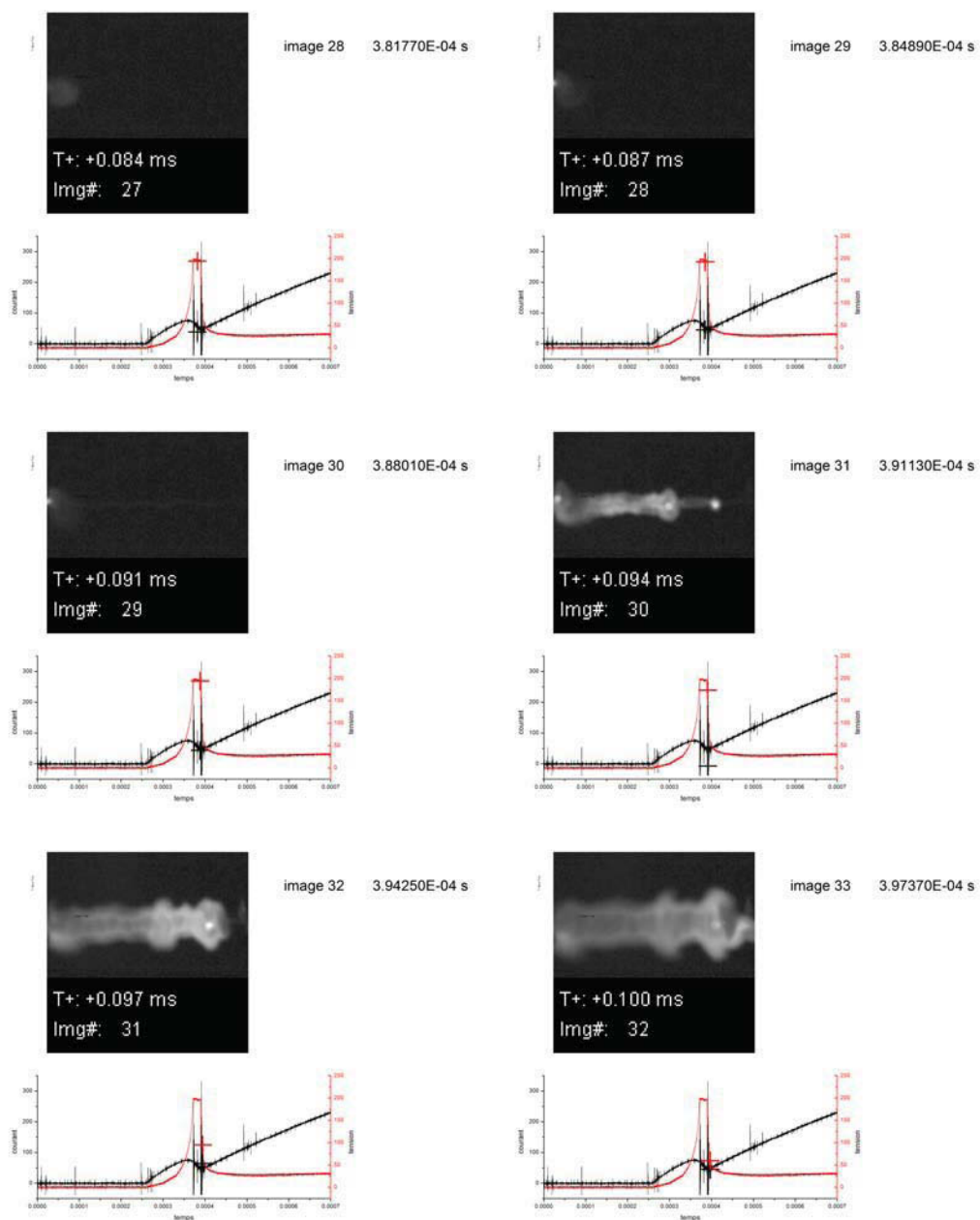


FIGURE 4.63 – Images 28 à 33 obtenues pour le test 101.

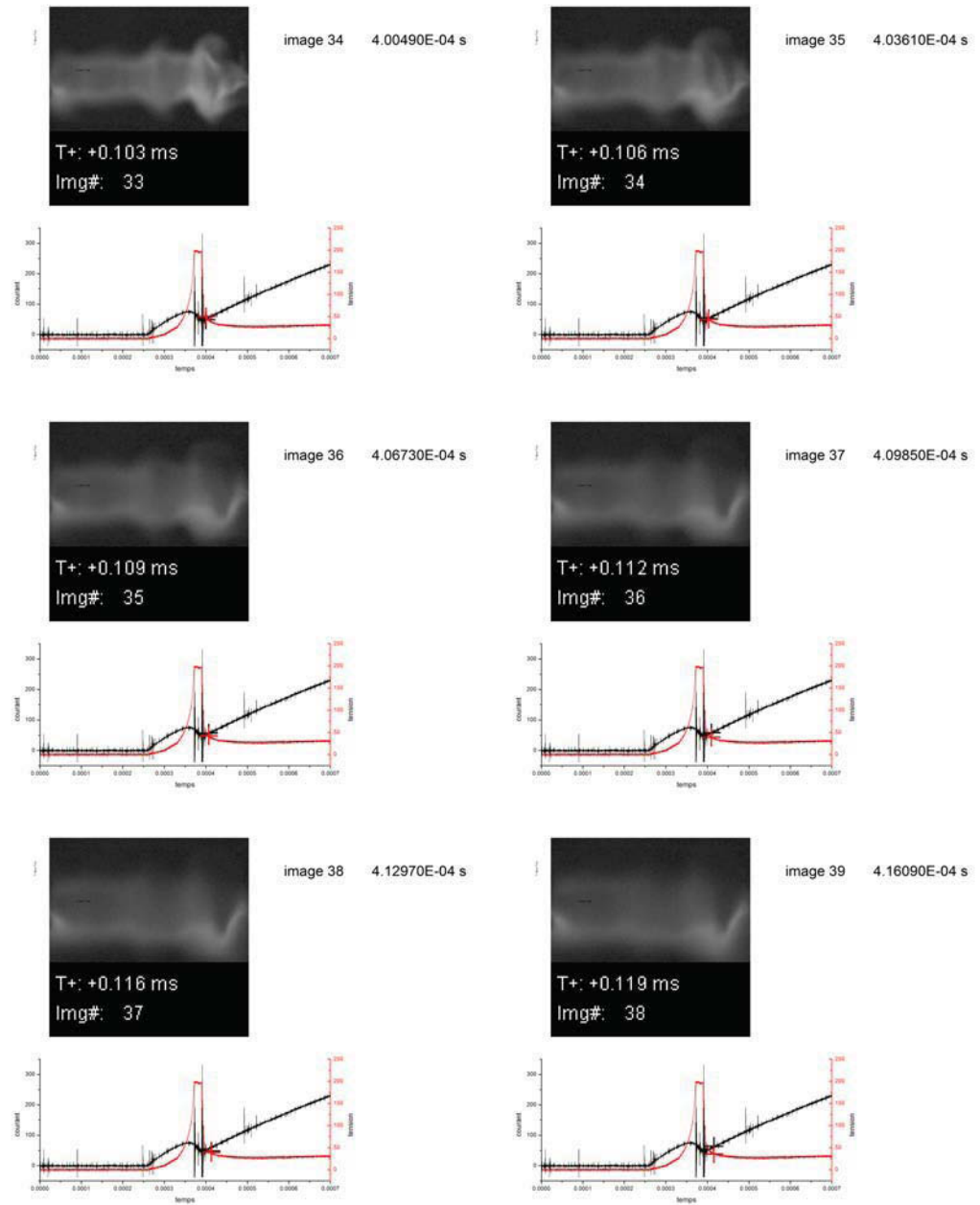


FIGURE 4.64 – Images 34 à 39 obtenues pour le test 101.

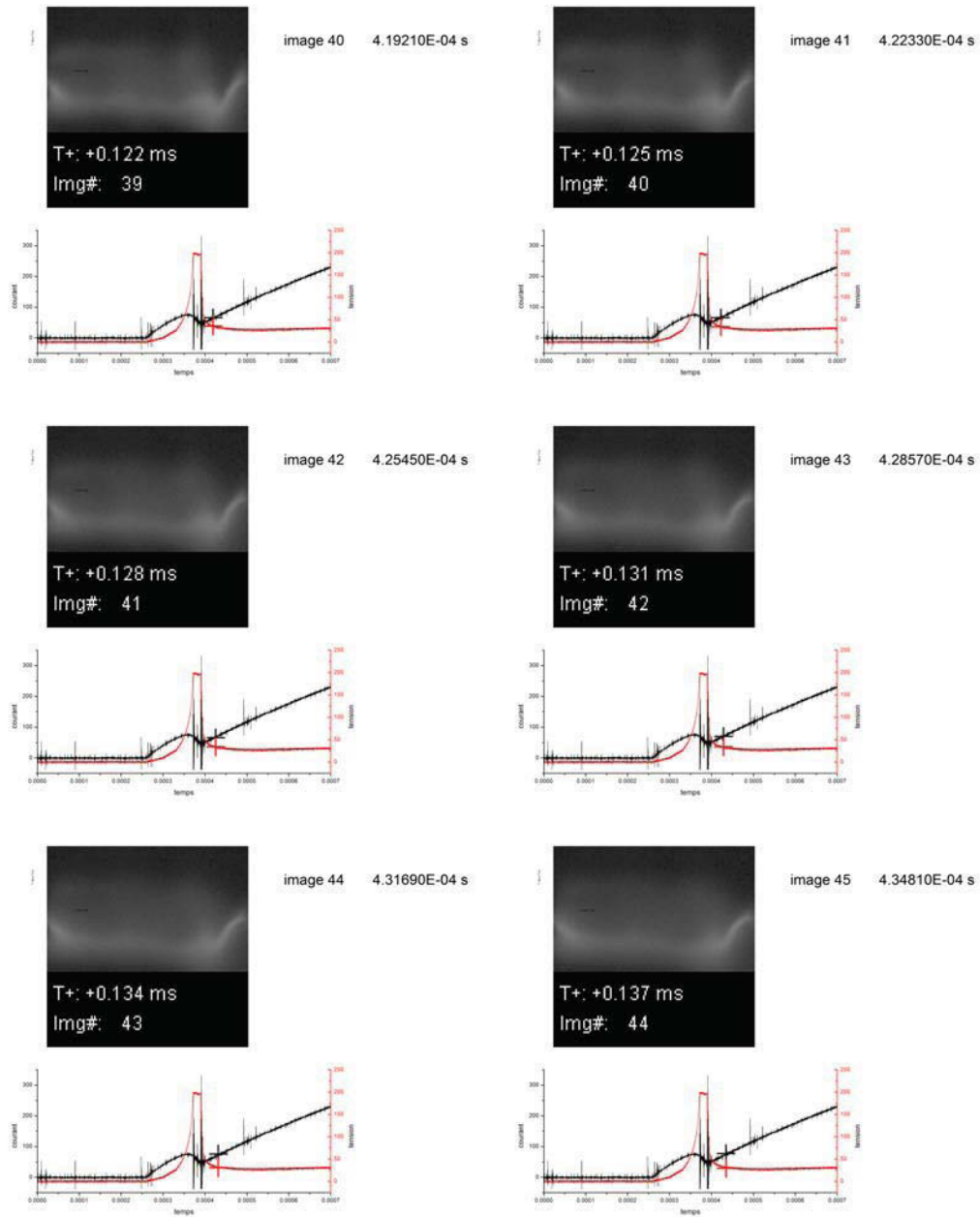


FIGURE 4.65 – Images 40 à 45 obtenues pour le test 101.

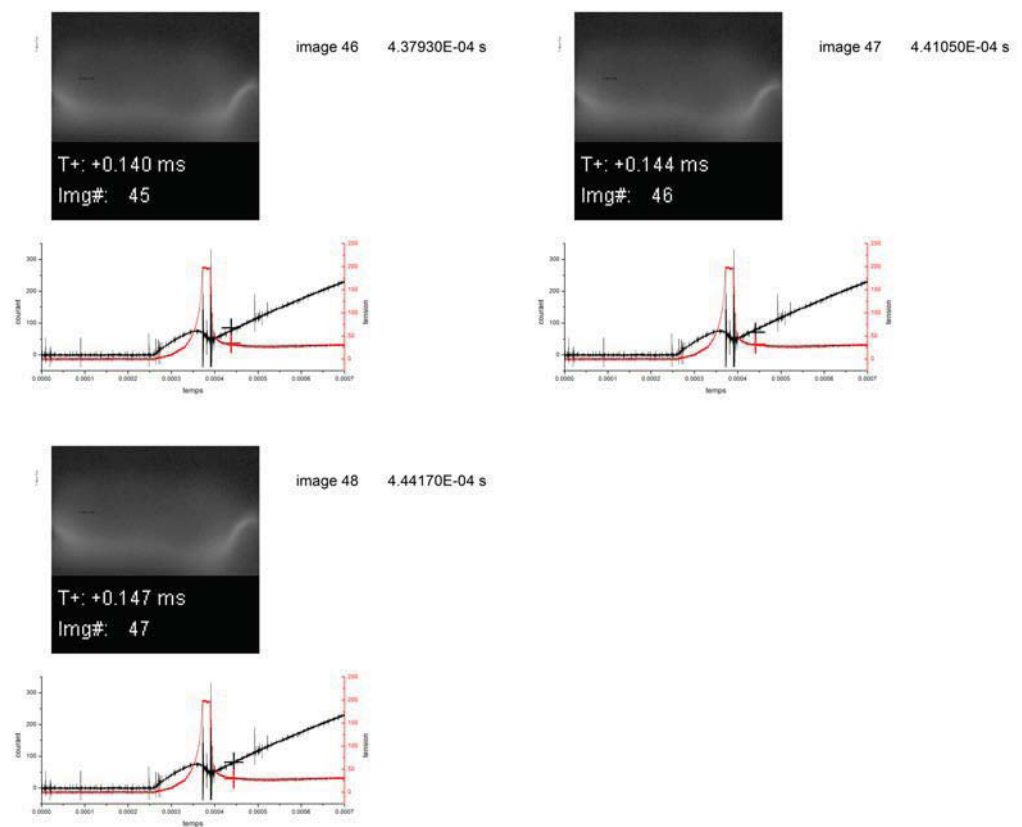


FIGURE 4.66 – Images 46 à 48 obtenues pour le test 101.

4.2.2.4 Pyrométrie bicolore

La pyrométrie bicolore a été testée en effectuant une visée sur des fils fusibles à différentes longueurs d'onde qui sont données dans le tableau 4.6.

Test	Longueur d'onde 1 (nm)	Longueur d'onde 2 (nm)
92	490	500
106	740	766

Tableau 4.6 – Domaine spectral visé pour la pyrométrie bicolore.

Les températures sont obtenues en comparant le rapport des signaux expérimentaux émis par les couples de photodiodes au rapport des signaux théoriques qu'un corps noir leur ferait émettre à différentes températures (selon la méthode décrite en section 3.1.1). Les deux tests ne présentent aucune saturation sur l'une ou l'autre photodiode. Le rapport n'est interprété que si les signaux émis par les photodiodes sont supérieurs à une valeur seuil, fixée par rapport au bruit des voies de mesures. Dans le cas où le signal n'est pas assez fort, la température n'est pas représentée.

4.2.2.4.1 Test 92

Le résultat du test 92 est montré sur la figure 4.67. Un agrandissement de la figure est donné lorsque la température est maximale sur la figure 4.68. La température évaluée par cette méthode est celle de l'arc électrique. Cette dernière est bien plus basse que les températures évaluées par les méthodes spectroscopiques. La variation de température mesurée est importante entre 1 et 2,5ms. La température est ensuite stabilisée à 3000K durant 0,5ms et croît rapidement jusqu'à environ 5000K en 0,5ms (figure 4.68). La température descend ensuite à 4000K pendant presque 1ms. Après cela, la température mesurée décroît vite et le signal devient ensuite inexploitable. Ces variations de températures sont difficilement corrélable aux courbes de courant et de tension. La mesure ne donne pas de résultat cohérent avant 2,5ms, or l'arc électrique est déjà établi. La courbe de tension indique un arc plutôt stable, il est donc difficile de comprendre pourquoi de telles variations de températures sont observées. Ces variations peuvent éventuellement s'expliquer par le déplacement de l'arc électrique. Même un arc stabilisé entre deux électrodes se déplace et se tord. Il est possible que le collimateur, qui lui vise toujours la même zone, voit tour à tour, l'absence de l'arc, puis sa

périphérie (gauche ou droite) puis son centre puis à nouveau la périphérie (droite ou gauche selon le déplacement de l'arc) et à nouveau son absence. Les formes tortueuses que peut prendre l'arc le rendent difficile à observer avec un collimateur. Pour cette mesure, une visée en "direct" de la fibre serait peut-être préférable. Il est remarquable que les températures mesurées sont plausibles. La température maximale (supposée être celle du cœur de l'arc) diffère cependant de la température d'excitation d'un facteur 2.

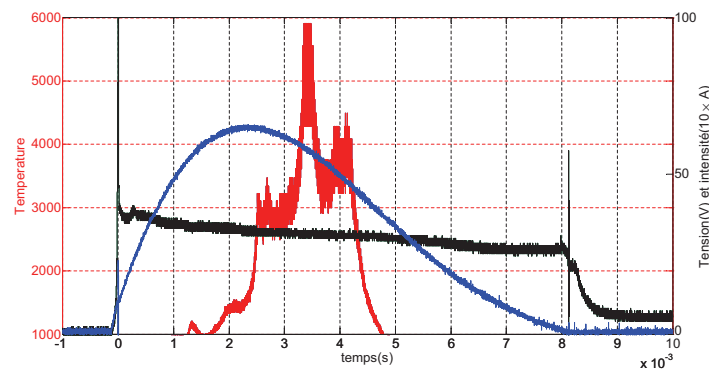


FIGURE 4.67 – Courbes de tension, de courant et de température (en K) mesurée par pyrométrie bicolore pour le test 92. La température bicolore est évaluée à partir des longueurs d'onde 490 et 500nm. Le courant est en bleu, la tension en noir et la température en rouge.

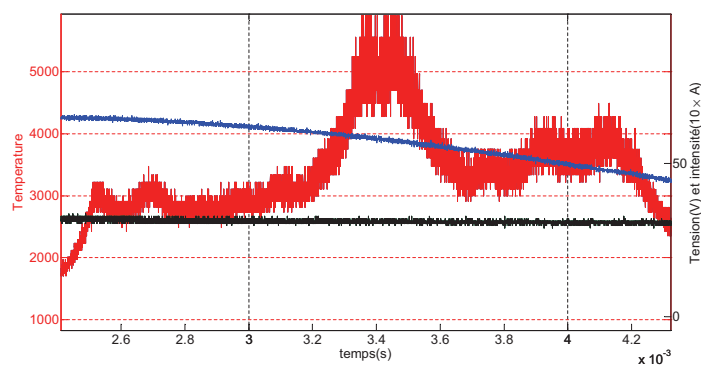


FIGURE 4.68 – Zoom sur la température (en K) pyrométrique maximale du test 92.

4.2.2.4.2 Test 106

Le résultat du test 106 est montré sur la figure 4.69. Bien que le signal des photodiodes soit important pour ce test, les résultats obtenus ne sont pas cohérents. Il est possible que l'éloignement des deux longueurs d'ondes de visée pour ce test (plus important que pour le test 92) rende l'approximation du corps gris inadaptée. Mais il est aussi possible que l'émission d'une raie perturbe la mesure. En effet, aucune raie de cuivre neutre n'est référencée entre 760 et 770nm, mais un triplet de raie de cuivre ionisé une fois existe dans cet intervalle. Les raies sont centrées à 765,23 ; 766,46 et 768,17nm [KYRa14], or une émission de ce type a déjà été constatée dans [Gir10] pour des explosions de fil réalisées par décharge capacitive.

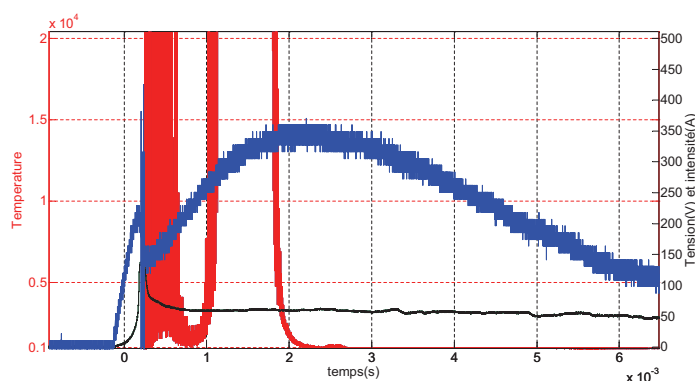


FIGURE 4.69 – Courbes de tension, de courant et de température (en K) mesurée par pyrométrie bicolore pour le test 106. La température bicolore est évaluée à partir des longueurs d'onde 740 et 766nm. Le courant est en bleu, la tension en noir et la température en rouge.

4.3 Conclusions sur les tests réalisés avec les fils fusibles

La spectrométrie appliquée sur les fils fusibles permet de mesurer des températures d'excitation de vapeur dépassant les 10kK (ceci étant vrai avant

l'arc pour les essais avec l'alimentation à courant réglé). Une comparaison de ces températures est effectuée avec la théorie de l'explosion de nucléation. Il est intéressant de constater que pour les essais avec le banc capacitif, bien que le courant soit loin du courant critique maximisant la température d'explosion (898 A) (section 2.3.3), les températures d'excitation sont supérieures à la température critique du cuivre (8350K) durant tout l'essai. L'étude de l'explosion des fils donnée par les différentes publications : [VS97], [SVS04], [SVS03], [VSSV02], [VSS04] ne prévoyaient pourtant pas que la température d'explosion puisse dépasser la température critique. Les formules calculant les temps d'apparition des instabilités MHD semblent d'autre part ne pas fonctionner pour les courants utilisés dans cette étude puisque les valeurs de température prédites sont inférieures à la température de vaporisation du cuivre. Si la constante de temps d'apparition des MHD est correcte, il est possible que les vapeurs soient chauffés à une température supérieure à celle de la colonne liquide. Enfin, la détection de vapeur métalliques avant la montée rapide en tension est en faveur de l'hypothèse n°2 (section 1.7).

4.4 Tests sur ruban-fusible

Quatre tests ont été réalisés sur des rubans fusibles en argent. Tous les tests sur ruban fusible ont été réalisés à pression atmosphérique. Les dimensions des rubans testés sont de deux types :

- (a) la configuration 1 est un ruban de largeur maximale 1mm et dont la réduction de section est circulaire. La réduction présentant une largeur de 0,5mm au niveau de la section réduite. L'épaisseur du ruban est 0,105mm ;
- b) la configuration 2 est un ruban de largeur maximale 5mm. La réduction de section a une forme trapézoïdale dont la largeur minimale est 1mm.

Seul le test 102 concerne la configuration 1. Les tests 107 et 108 sont semblables au test 103, et l'imagerie rapide ne révèle rien de plus. Seuls les lieux d'amorçage sont donnés pour ces deux derniers tests.

4.4.1 Imagerie rapide

Les tests menés sur les rubans fusibles ont été réalisés avec une charge du banc capacitif de 300V. Après la première image qui montre le lieu d'amor-

çage, la caméra a systématiquement saturé en luminosité malgré une ouverture numérique diminuée au maximum.

4.4.1.1 Test 102

La vitesse d'acquisition est de 320754 images par seconde, la figure 4.70 présente les images prises avant l'amorçage et après. Le chronogramme de tension présente un défaut d'offset qui ne provient pas du traitement numérique mais de la sonde de tension. Le corps de la sonde différentielle a été placé trop près des lignes de courant, cela explique que la sonde réagisse avec une amplitude négative au temps zéro du zéro de courant. L'amorçage de l'arc s'effectue entre l'image 37 et l'image 38. Au moment de l'amorçage, une importante surtension apparaît.

4.4.1.2 Test 103

La vitesse d'acquisition est de 680000 images par seconde, la figure 4.71 présente les images prises avant l'amorçage et après. L'amorçage semble s'effectuer dans le coin d'encoche gauche (côtés anode) (image 465).

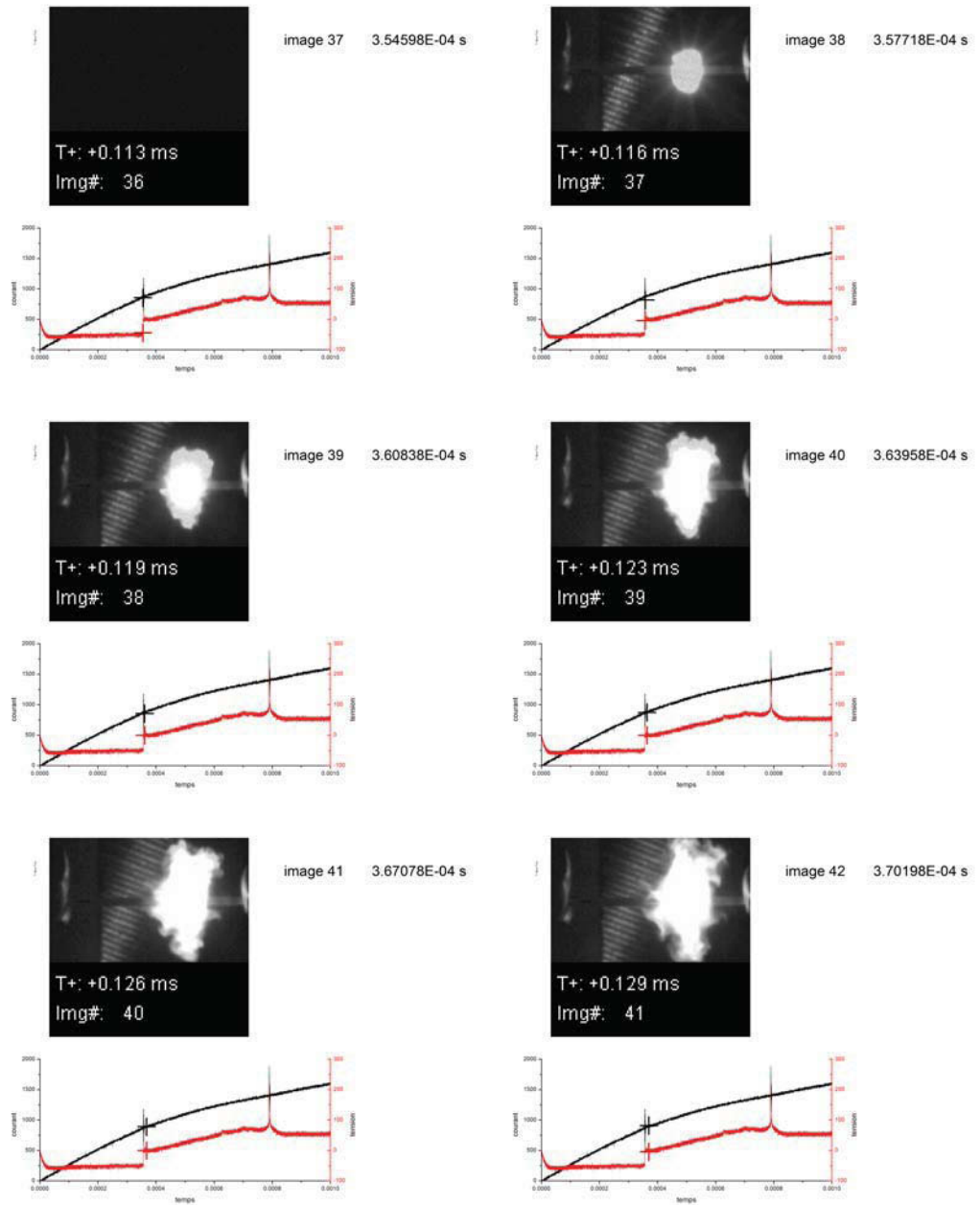


FIGURE 4.70 – Images obtenues pour le test 102.

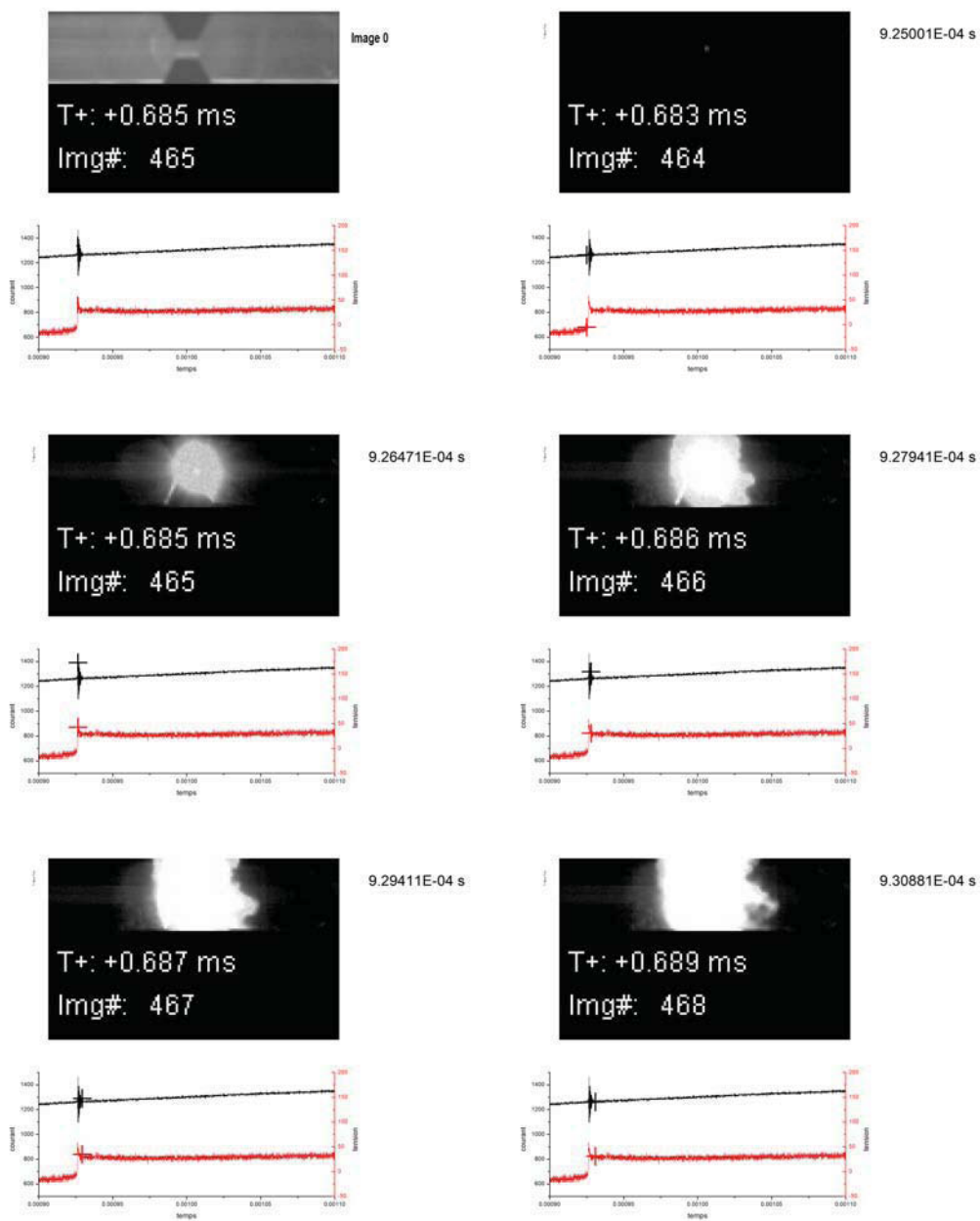


FIGURE 4.71 – Images obtenues pour le test 103.

4.4.1.3 Test 107 et 108

Les lieux d'amorçages obtenus pour les tests 107 et 108 sont donnés figure 4.72. Les lieux d'amorçages ne semblent pas être automatiquement situés sur les coins d'encoche, ce qui ne valide pas l'hypothèse n°1 (section 1.7).

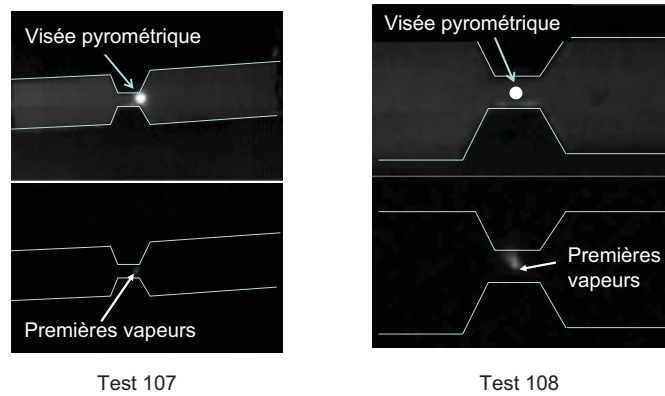


FIGURE 4.72 – Lieux d'amorçage constatés sur les rubans fusibles à section trapézoïdale des tests 107 et 108. Le point blanc sur l'image supérieure symbolise le point de visée de l'acquisition pyrométrique.

4.4.2 Pyrométrie

La pyrométrie est réalisée à l'aide du banc PM en utilisant les émissivités données par [Ha03] et figurant dans le tableau 4.7. La température est en premier lieu approximée en utilisant l'émissivité du matériau à l'état solide. Pour chaque point de mesure, si la température calculée est supérieure à la température de fusion, la température est recalculée en utilisant l'émissivité du matériau à l'état liquide.

λ (nm)	Etat solide	Etat liquide
600	0,0403	0,0741
650	0,0366	0,0661
680	0,0345	0,0621
700	0,0331	0,0595
750	0,0311	0,0573

Tableau 4.7 – Emissivité monochromatique normale de l'argent au point de fusion pour plusieurs longueur d'onde. L'émissivité à 680 nm est déduite par interpolation linéaire de celle donnée à 650 et à 700 nm par [Ha03].

4.4.2.1 Test 107

L'acquisition pyrométrique du test 107 a été réalisée à l'aide d'un filtre supplémentaire de densité neutre 0,5. La transmission réelle de ce filtre est de 29,4% (tableau 3.16). Le résultat de la mesure est visible dans la figure 4.73. Un agrandissement de ces résultats au moment de la montée rapide en tension est donné sur la figure 4.74. Il est visible que l'étendue de la mesure est supérieure à 100K (typiquement ici 300K), contrairement à ce qui était prévu dans la section 3.2.2.3. Cette différence provient du fait que le photomultiplicateur reste alimenté en haute tension pendant environ 100 μ s. L'ouverture du transistor IGBT haute tension ne prend qu'une dizaine de nanosecondes mais chacune des dynodes reste alimentée par les capacités qui font partie du pont diviseur de tension (ce pont est directement intégré dans la douille du photomultiplicateur).

La mesure pyrométrique montre que la température du ruban fusible est supérieure à la température de fusion bien avant la montée rapide de la

tension. La mesure indique même un dépassement des 1640 K $2\mu\text{s}$ avant cette montée rapide de la tension qui, dans cette gamme de courant, est typique de l'amorçage de l'arc électrique.

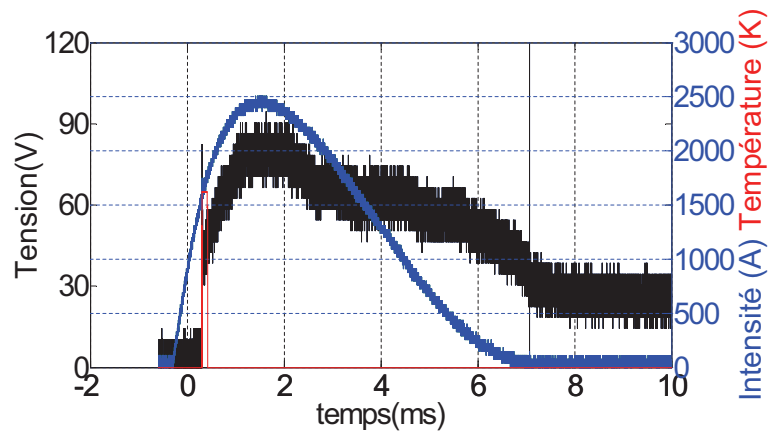


FIGURE 4.73 – Résultat de la mesure pyrométrique du test 107. La tension est en noir, l'intensité en bleu et la température en rouge.

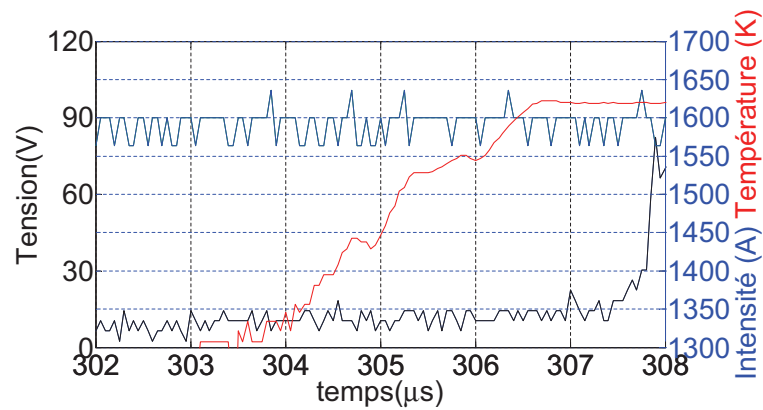


FIGURE 4.74 – Zoom de la mesure pyrométrique du test 107. La tension est en noir, l'intensité en bleu et la température en rouge.

4.4.2.2 Test 108

L'acquisition pyrométrique du test 108 a été réalisée à l'aide d'un filtre supplémentaire de densité neutre 0,5. La transmission réelle de ce filtre est de 29,4% (tableau 3.16). Le résultat de la mesure est visible dans la figure 4.75. Un agrandissement de ces résultats au moment de la montée rapide en tension est donné sur la figure 4.76. La mesure de température atteint 1640 K environ $2\mu\text{s}$ avant la montée rapide de la tension. Cette constatation est identique à celle faite pour le test 107. La mesure est donc répétable.

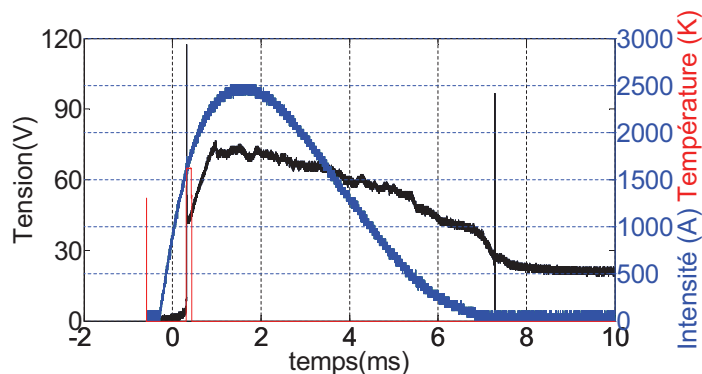


FIGURE 4.75 – Résultat de la mesure pyrométrique du test 108. La tension est en noir, l'intensité en bleu et la température en rouge.

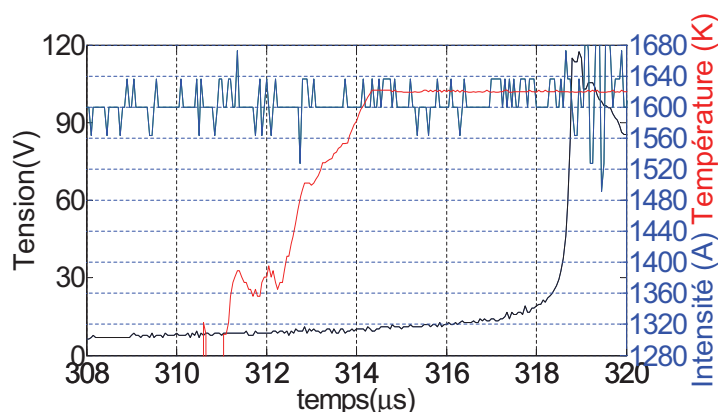


FIGURE 4.76 – Zoom de la mesure pyrométrique du test 108. La tension est en noir, l'intensité en bleu et la température en rouge.

4.5 Conclusions sur les tests réalisés sur ruban fusible

Les mesures pyrométriques des tests 107 et 108 semblent montrer que la température de surface du ruban dépasse largement la température de fusion du matériau et ce, bien avant la montée rapide de la tension. Les deux résultats obtenus montrent que la mesure est répétable. Il serait intéressant de répéter cette mesure en déplaçant vers le haut la plage de température mesurable et en l'effectuant sur un ruban en cuivre pour pouvoir faire une comparaison avec les acquisitions spectrométriques.

L'imagerie rapide des tests 103, 107 et 108 montre que pour le ruban de forme trapézoïdale, l'amorçage de l'arc ne survient pas nécessairement sur les coins d'encoches comme le laissait supposer la modélisation des forces volumiques exercées sur le ruban [Dav14] (section 1.7). La saturation en luminosité de la caméra rend difficile la conclusion sur les déformations éventuelles du ruban. Néanmoins, dans les gammes de courant utilisées, aucune déformation importante du ruban n'a pu être observée.

Conclusion

En première partie, l'ensemble des mécanismes de la coupure électrique par les fusibles a été traité. Le rôle clé joué par le di/dt concerne principalement 2 points. Le premier est que l'énergie de destruction de l'élément fusible est amenée plus rapidement pour des di/dt importants et donc la phase de préarc dure beaucoup moins longtemps. La durée de la transition préarc-arc dans le mécanisme de coupure prend alors une importance d'autant plus significative que celle du préarc diminue. Le deuxième est que l'intensité crête de coupure qui s'établit dans l'élément fusible au moment de son explosion est d'autant plus importante que le di/dt est grand. Trois hypothèses ont été proposées pour expliquer pourquoi l'expérimentation aboutit à un temps de préarc inférieur à celui qui est simulé par la méthode des éléments finis. La première étant le repliement de l'élément physique sur lui-même du fait des forces magnétiques, impliquant une réduction de section ; la deuxième étant l'amorçage de l'arc par dérivation du courant dans les vapeurs métalliques et la troisième étant la destruction par dilatation thermique. Les hypothèses ont été formulées en considérant une destruction de l'élément fusible du type fusion-évaporation éventuellement accélérée par l'action du champ magnétique.

Dans le deuxième chapitre, une étude bibliographique de toutes les causes de destruction des fils fusibles présentes dans la littérature a été faite. Il a été montré l'importance des di/dt dans l'explosion des fils fusibles. Les di/dt , faibles et forts, aboutissent à des phénomènes différents. Cette différence est essentiellement due au courant crête atteint lors de l'explosion. A faible di/dt et donc à courant plus faible, il a été constaté dans la littérature que des fils peuvent être sectionnés en morceaux bien avant leur évaporation et même avant leur fusion complète. Ces phénomènes sont expliqués majoritairement par des forces électrodynamiques longitudinales qui ont surtout des effets pour de longs conducteurs. Selon cette théorie, et pour des diamètres égaux, les courants permettant d'engendrer des forces similaires pour des conducteurs très courts sont beaucoup plus importants. Pour de

tels courants, d'autres phénomènes d'explosion deviennent prépondérants, soit parce-que les forces électrodynamiques sont devenues trop faibles (elles dépendent de la longueur), soit parce-qu'elles n'ont plus le temps de détruire le fil. En effet, l'inertie de la matière s'oppose à la séparation des deux extrémités du conducteur suffisamment longtemps pour que de nouveaux mécanismes thermodynamiques entraînent l'explosion du fil. Ces mécanismes sont la nucléation des vapeurs métastables, ou les perturbations MHD pour lesquelles il est possible qu'il existe un processus de nucléation de bulles de vapeur dans le liquide métastable. Ces mécanismes sont aussi étroitement liés à l'action des forces électrodynamiques, mais uniquement celles de constriction qui à l'inverse des forces longitudinales, sont calculables par la force de Laplace. Il a été vu que, indépendamment de la densité de courant, le diamètre du fil détermine la température d'explosion maximale du conducteur et que en fonction de ce diamètre il existe une intensité critique qui correspond à ce maximum. Lorsque l'intensité est supérieure ou inférieure à cette intensité critique, la température d'explosion est diminuée car le chauffage est stoppé par le processus MHD ou de nucléation. Pour un conducteur non cylindrique, la répartition des forces volumiques de compression est différente et il est donc difficile de savoir si ces mécanismes sont applicables aux rubans fusibles.

Dans le troisième chapitre sont rassemblés tous les principes physiques nécessaires à l'établissement des diagnostics de température essentiellement. Il a été aussi montré qu'un important travail de conception du banc de mesure a été réalisé, qu'elle soit mécanique pour la chambre, le maintien des éléments fusibles, le positionnement des capteurs, qu'elle soit électronique pour leur conditionnement, la synchronisation des acquisitions ou qu'elle soit optique.

Le dernier chapitre a permis de montrer grâce à l'imagerie rapide que les lieux d'amorçage ne sont pas systématiquement situés dans les coins d'encoches pour les formes trapézoïdales. L'analyse de l'imagerie rapide est cependant rendue difficile par la saturation en luminosité. Durant les tests aucune déformation importante des rubans fusibles n'est observée. En revanche d'importants dégagements de vapeurs sont constatés. Les observations vont donc plus dans le sens de l'hypothèse 2 (énoncé à la fin du premier chapitre) en ce qui concerne les explosions avec décharge surfacique d'arc. Cependant, le chapitre 2 a montré d'autres mécanismes d'explosions reposant sur l'équilibre de la colonne liquide avec des vapeurs métalliques. Ce type d'explosion n'est pris en compte dans aucune des trois hypothèses de départ.

Les températures ont été mesurées de trois manières différentes dans ce

travail. La mesure par pyrométrie bicolore donne des températures d'un facteur deux en dessous de celles données par la spectrométrie. Mais les capteurs utilisés manquent de sensibilité et le mouvement de l'arc rend la mesure de la température instable. Les températures mesurées par spectrométrie sont typiquement de 10kK, même avant l'amorçage. Les températures évaluées par pyrométrie sont typiquement de 1600K quelques μs avant l'amorçage. Les températures pyrométriques et les températures évaluées par la théorie de nucléation/MHD (typiquement 1500K) sont proches. Il apparaît dans l'étude que les intensités expérimentales sont très basses par rapport aux intensités critiques correspondant au maximum de température d'explosion déterminé par la théorie de nucléation. Pour les tests réalisés, la théorie laisse penser que l'explosion du conducteur fusible est déclenchée par les perturbations MHD. Ce sont donc les temps d'apparition de ces perturbations qui ont été utilisés pour établir la comparaison de température. L'acquisition pyrométrique semble montrer que le ruban est liquide bien avant la montée rapide de la tension. La comparaison sur un même test des températures spectrométriques et pyrométriques manque, cependant les données des différents tests semblent indiquer une différence de température entre les vapeurs et la colonne de liquide. La comparaison de ces températures doit encore être effectuée sur des rubans fusibles en cuivre, pour lesquelles il sera possible d'effectuer une visée pyrométrique et spectrométrique. Les mesures doivent encore être pratiquées pour des intensités d'explosion plus élevées. De telles intensités ne seront atteintes qu'avec des sources de courant à fort di/dt .

Concernant les mesures spectrométriques, la difficulté principale étant de réaliser une bonne synchronisation avec la montée rapide de la tension, le dispositif de trigger devra être amélioré. Concernant les mesures pyrométriques, lorsque des courants plus importants seront utilisés dans les futures expérimentations, la température risque d'évoluer encore plus vite et la fenêtre temporelle des températures mesurables risque encore de se réduire. Pour palier ces problèmes de dynamique du signal, une nouvelle carte avec une amplification logarithmique devra être mise en place. La pyrométrie bicolore peut être une alternative intéressante de mesure de température, mais elle nécessite des capteurs plus sensibles que les photodiodes utilisées pour faire des mesures avant l'amorçage. Après l'amorçage, l'intensité lumineuse émise par l'arc devient prépondérante. La température mesurée par cette méthode est alors celle de l'arc. Pour étudier l'échauffement du ruban durant la transition préarc-arc il serait intéressant de tester un montage de pyrométrie bicolore en utilisant des photomultiplicateurs équipés d'amplificateurs logarithmiques. Une modélisation des perturbations MHD appliquées sur des géométries du type ruban fusible serait un grand atout pour effectuer

une comparaison avec les températures mesurées.

Bibliographie

- [A.D77] A.Ducluzaux. Pertes supplémentaires dans les conducteurs pour forte intensité par effet de peau et de proximité. *Cahier Technique Shneider*, 83 :17, Janvier 1977.
- [A.K03] Yu A.Kotov. Electric explosion of wires as a method for preparation of nanopowders. *Journal of Nanoparticle Research*, 5 :539–550, Mars 2003.
- [Alm10] Khaled Almaksour. Etude theorique des efforts electrodynamiques lors du fonctionnement des fusibles. Rapport de stage de master GTEE effectué au LAEPT, aout 2010.
- [A.M38] A.Morette. *Rapport entre les Conductibilités Thermiques et Electriques dans les Métaux et Alliages*, pages 11–39. Hermann and Cie, Editeurs, 1938.
- [AN14] A.N.Kovalenko and N.V.Kalinin. Thermodynamic instability of compound and formation of nanosized particles nearby the critical point of phase generating media. *Nanosystems :Physics,chemistry,mathematics*, 5 :258–293, 2014.
- [AP04a] A.Eichhorn and P.Franco. *Optical and Spectroscopic Measurements at Exploding Wires for Propellant Ignition : 21th International Symposium on Ballistics, Adelaide, Australia*. ISL, April 2004.
- [AP04b] A.Wright and P.G.Newberry. *Electric Fuses*, page 49. London : The institution of Electrical Engineers, 3 edition, 2004.
- [A.P07] A.Plesca. A complete 3d thermal model for fast fuses. In *8th International conference on electric fuses and their applications*, pages 79–86, Septembre 2007.
- [APW⁺14] A.Coulbois, P.André, W.Bussiére, J.L.Gelet, and D.Rochette. Spectroscopic study of the transition stage in fuse wire. In *XXth International Conference on Gas Discharges and their Applications*, 2014.

- [AS] A.Lukyanov and S.Molokov. Do we need to recourse to ampere-neumann electrodynamics to explain wire fragmentation in the solid state? <http://arxiv.org/abs/physics/0012029>. Consultation : 2014.
- [Ba10] B.Zmerli and al. Stark broadening calculations of neutral copper spectral lines and temperature dependence. *IOP Physica Scripta*, 1(82) :1–9, Avril 2010.
- [Bar88] Jean Barbery. Données numériques sur le cuivre et ses alliages. cuivres et alliages industriels corroyés. *Techniques de l'ingénieur*, m433 :1–45, janvier 1988.
- [Bez97] M.El Bezzari. *Thèse de doctorat d'état*. PhD thesis, Université Paris VI, 1997.
- [BF14] B.Rougié and F.Bourson. le cnam Laboratoire Nationale De Metrologie Certificat d'étalonnage 1404-Ra-14, 2014.
- [BHKH02] B.R.Kusse, M. Hu, K.M.Chandler, and D.A Hammer. Burnback rates of silver fuse elements. In *5th International conference on dense Z-pinchs*, pages 221–224, Decembre 2002.
- [Ca93] C.Colón and al. Measurement of the stark broadening and shift parameters for several ultraviolet lines of singly ionized aluminium. *Journal of Applied Physics*, 73(10) :4752–4758, Fevrier 1993.
- [Cab96] François Cabannes. Température de surface : mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur*, R2735 :1–17, Juillet 1996.
- [CB] C.Blondel and B.Wolf. La force d'ampère, une formule obsolète? <http://www.ampere.cnrs.fr/parcourspedagogique/zoom/courant/force/index.php>. Consultation : 2014.
- [CC85] C.Fleurier and C.Maulat. Broadening and shift of cu i and cu ii lines in plasmas. In *Proceeding of the XVII conference on Phenomena in Ionized Gases, Budapest, vol 2*, pages 981–983, 1985.
- [CED] CEDRAT. site internet de cedrat. <http://www.cedrat.com>. Accessed : 2014.
- [CY05] C.Cho and Y.W.Choi. Time-resolved spectroscopic investigation of an exploding cu wire process for nanosized powder synthesis. *Journal of the Korean Physical Society*, 47 :987–990, December 2005.

- [Dav14] David.Rochette. Modelisation des efforts electrodynamiques sur réduction de section rectangulaire et trapezoidale. Rapport interne réunion ACOIFF-FE2E, Juin 2014.
- [DKP79] D.M.Pakobec, J.T.Van Kuren, and P.J.Butkewicz. Methodology for making a self-absorption correction to the simple copper-line-ratio technique used for arc-tunnel enthalpy measurements. *Technical report AFFDL-TR-79-3122*, pages 14–33, Octobre 1979.
- [DRW07] D.Rochette, R.Touzani, and W.Bussière. Numerical study of the short pre-arcing time in high breaking capacity fuses via an enthalpy formulation. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40 :4544–4551, Mai 2007.
- [fc] Thermal fluids central. Site internet de l’encyclopédie thermal fluids central. [https ://www.thermalfluidscentral.org/encyclopedia](https://www.thermalfluidscentral.org/encyclopedia). Consultation : 2014.
- [Fera] Ferraz. *fusible protistor*. Publication : Z600138-08/95 CP3P2 / 3P 32001 F RA 0076 A.
- [Ferb] Ferraz. Fusibles. [http ://www.mersen.com](http://www.mersen.com). Accessed : 2014.
- [Ferc] Ferraz. Plateforme essai. [http ://ep-es.mersen.com/fileadmin/catalog/Literature/Brochures/BRTest-Lab-Saint-Bonnet-de-Mure-FR.pdf](http://ep-es.mersen.com/fileadmin/catalog/Literature/Brochures/BRTest-Lab-Saint-Bonnet-de-Mure-FR.pdf). Accessed : 2013.
- [FJ71] F.Cabannes and J.Chapelle. *Spectroscopic plasma diagnostics chapter 7*, pages 367–469. Wiley Interscience-NY, 1971.
- [F.M03] Michael F.MODEST. *Radiative heat transfert*, pages 133–765. ACADEMIC PRESS, second edition, March 2003.
- [For85] Join Army Navy Air Force. Janaf thermochemical tables. *J. Phys.Chem.Ref.Data.Suppl.1*, 14 :969, 1985.
- [FS05] C.Mulertt Ferraz-Shawmut. Fusibles moyenne tension europeens - cei 60282, 2005.
- [F.W] F.W.Grover. Wire inductance. [http ://www.eeweb.com/toolbox/wire-inductance](http://www.eeweb.com/toolbox/wire-inductance). Consultation : 2014.
- [Gir10] Giraud.Richard. Mise en place d’un dispositif de photométrie ultra-rapide pour l’étude des décharges impulsionnelles. Rapport de stage de deuxième année, 2009-2010.
- [G.P81] G.PIETRI. *photomultiplicateurs*, pages 99–136–175–263. RTC, second edition, March 1981.

- [G.T68] G.Traving. *Plasma Diagnostic*, page 120. Lochte-Holtgreven, 1968.
- [H.A85] H.Aspden. The exploding wire phenomenon. *Physics Letters*, 107(5) :238–240, Fevrier 1985.
- [H.A87] H.Aspden. The exploding wire phenomenon as an inductive effect. *Physics Letters A*, 120(2) :80–82, Fevrier 1987.
- [HA92] Magdeleine HUETZ-AUBERT. Rayonnement thermique des matériaux opaques. *Techniques de l'ingénieur*, a1520 :1–36, Fevrier 1992.
- [Ha03] Watanabe H and al. Phase dependence (liquid/solid) of normal spectral emissivities of noble metals at melting points. *Journals of themophysics*, 24(1) :223–237, Janvier 2003.
- [Her05] Philippe Hervé. Mesures de l'émissivité thermique. *Techniques de l'ingénieur*, 2737 :1–13, septembre 2005.
- [H.W50] H.W.Baxter. *Electric Fuses*, pages 69–77–78–79. Edward Arnold and CO, 1950.
- [I.G65] I.G.Kesaev. Laws governing the cathode drop and the threshold currents in an arc discharge on pure metals. *Soviet.Physics-Technique.Physics*, 9 :1152, 1965.
- [IJ71] I.Miyachi and J.Krishnaswmy. *Theoretical Estimates of The Line Broadening Constants of Cu I*, page 527. Acta Physica Polonica, 1971.
- [Ja95] J.Menart and al. Line by line method of calculating emission coefficients for thermal plasmas consisting of monoatomic species. *Journal of Quantitative spectroscopy and Radiative Transfer*, 56(3) :377–398, Novembre 1995.
- [Ja10] J.Schafer and al. On plasma parameters of a self organised plasma jet at atmospheric pressure. *The european physical journal D*, 60 :531–538, Septembre 2010.
- [JAP91] J.P.Mathieu, A.Kastler, and P.Fleury. *Dictionnaire de physique*. Masson.Eyrolles, 1991.
- [JCS] J.Courty, C.Dematteis, and S.Jumel. De léau á des pressions negatives de moins 1000 fois la pression atmosphérique. [http ://www.cnrs.fr/inp/spip.php?article1299](http://www.cnrs.fr/inp/spip.php?article1299). Consultation : 2014.
- [J.G86] J.G.Ternan. Stresses in rapidly heated wires. *Physics Letters A*, 115(5) :230–240, Avril 1986.

- [J.H78] J.Humlicek. An efficient method for evaluation of the complex probability function The voigt function and its derivatives. *Journal of Quantitative spectroscopy and Radiative Transfer*, 21 :309–313, Juillet 1978.
- [J.L12] J.L.Gelet. Fe2e-dossier complets. Rapport interne de réunion, Juillet 2012.
- [J.L13] J.L.Gelet. Réunion acoiff transition préarc-arc. Rapport interne réunion ACOIFF, Février 2013.
- [J.N64] J.Nasilowski. Unduloids and striated disintegration of wires. In *Third Conference on the Exploding Wire Phenomenon, Boston*, pages 295–313, 1964.
- [Joh] John.R.Howell. A catalog of radiation heat transfer configuration factors. <http://www.thermalradiation.net/tablecon.html>. Consultation : 2014.
- [J.P85] J.P.Corriou. Thermodynamique chimique-equilibres thermodynamiques. *Techniques de l'ingénieur*, j1028 :3, Juin 1985.
- [KNB75] K.B.Abramova, N.A.Zlatin, and B.P.Peregud. Magnetohydrodynamique instability of liquid and solid conductors by an electric current. *Sov.Phys.JETP*, 42 :1019–1025, decembre 1975.
- [KSV⁺02] Konstantin.V.Khishenko, Svetlana.I.Tkachenko, Vladimir.E.Fortov, Pavel.R.Levashov, Igor.V.Lomonosov, and Vladimir.S.Vorobév. Phase transitions in metal under fast selfheating by high-power current pulse. In *5th International Conference on dense Z-Pinches*, pages 313–316, 2002.
- [KYRa14] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.2), [Online]. Available : <http://physics.nist.gov/asd> [2015, March 30]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2014.
- [LE60] L.D.Landau and E.M.Lifshitz. *Electrodynamics of Continuous Media*, page 196. Pergamon press, 1960.
- [L.F84] L.FECHANT. Appareillages électriques à basse tension généralités. principes technologie. *Techniques de l'ingénieur*, D4860 :1–47, Décembre 1984.
- [Lum11] Lumasense. Understanding two-color (ratio) pyrometer accuracy. Technical note, Mai 2011.
- [MAP99] M.A.Saqib, A.D.Stokes, and P.J.Seebacher. Pressure inside the arc channel of a high-voltage fuse. In *6th International conference on electric fuses and their applications*, 1999.

- [Mat79] Matula. *Electrical Resistivity of copper, Gold, Palladium, and silver*, pages 1147–1298. JPCRD, Mars 1979.
- [Men] J.F. Le Men. Fibres optiques rappels théoriques. [http ://jflemen.iutlan.univ-rennes1.fr/NTPF2/SERIE2/fibrrath.htm](http://jflemen.iutlan.univ-rennes1.fr/NTPF2/SERIE2/fibrrath.htm). Consultation : 2014.
- [Mey95] Jean-Louis Meyzonnette. Radiometrie et source non cohérentes. *Techniques de l'ingénieur*, e4010 :1–17, Septembre 1995.
- [MEYB⁺04] M.Mayseless, E.Gruss, Y.Me-Bar, Z.Surujon, and A.Rosenberg. Electrical explosion of undulated wires. In *21st International symposium on ballistics*, April 2004.
- [MJ89] M.Rambalt and J.P.Vigier. The simultaneous existence of em grassmann-lorentz forces (acting on charged particles) and ampère forces (acting on charged conducting elements) does not contradict relativity theory. *Physics Letters A*, 142(9) :447–452, Decembre 1989.
- [M.L99] M.Lindmayer. 3d simulation of fusing characteristics including the m-effect. In *6th International conference on electric fuses and their applications*, pages 13–20, Septembre 1999.
- [M.M77] M.M.Martynyuk. Phase explosion of metastable fluid. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 13(2) :213–229, April 1977.
- [Na86] N.Konjevic and al. *Stark broadening and shift of neutral copper lines*, pages 327–335. FIZIKA 18, 1986.
- [OQ02a] O.Bouillez and J.C.Perez Quesada. Conception et utilisation de fusible limiteurs mt. *Cahier Technique Shneider*, 128 :13, Novembre 2002.
- [OQ02b] O.Bouillez and J.C.Perez Quesada. Conception et utilisation de fusible limiteurs mt. *Cahier Technique Shneider*, 128 :3, Novembre 2002.
- [OQ02c] O.Bouillez and J.C.Perez Quesada. Conception et utilisation de fusible limiteurs mt. *Cahier Technique Shneider*, 128 :12, Novembre 2002.
- [OQ02d] O.Bouillez and J.C.Perez Quesada. Conception et utilisation de fusible limiteurs mt. *Cahier Technique Shneider*, 128 :12, Novembre 2002.
- [Ori] Originlab. The origin forum about editing the square function. [http ://www.originlab.com/forum](http://www.originlab.com/forum). Consultation : 2014.

- [O.V95] O.Vallée. Rayonnement des plasmas et profil des raies spectrales. *Techniques de l'ingénieur*, AF3561 :4, Mars 1995.
- [Pa07] P.André and al. Basic data : composition, thermodynamic properties and transport coefficients applied to fuses. In *8th International conference on electric fuses and their applications*, pages 95–100, Septembre 2007.
- [P.F95a] P.Fauchais. Gaz ionisés et plasmas. *Techniques de l'ingénieur*, d2870 :1–18, Mars 1995.
- [P.F95b] P.Fauchais. Plasmas thermiques : aspects fondamentaux. *Techniques de l'ingénieur*, d2810 :1–15, Mars 1995.
- [P.F00] P.Fauchais. Gaz ionisés et plasmas. *Techniques de l'ingénieur*, AF 3560 :1–27, juillet 2000.
- [PG28] P.Maurer and G.Claude. *Electricité À la portée de tout le monde*, pages 1147–1298. Dunod, 1928.
- [P.G87] P.Graneau. Wire explosions. *Physics Letters A*, 120(2) :77–79, Fevrier 1987.
- [PJW⁺07] P.Andre, J.Aubreton, W.Bussière, M.F.Elshinger, S.Memiaghe, and D.Rochette. Basic data :composition, thermodynamic properties and transport coefficients applied to fuses. In *Proceeding of the XVII International Conference on Electric Fuses and their Applications (ICEFA)*, pages 95–100, 2007.
- [PN95] P.Graneau and N.Graneau. *Newtonian Electrodynamics*, pages 1–288. World scientific Publishing, October 1995.
- [P.S92] P.Schueller. Coupure en bt par limitation du courant. *Cahier Technique Shneider*, 163 :6, Novembre 1992.
- [R.J97] R.J.Wells. Rapid approximation to the voigt/faddeeva function and its derivatives. *Journal of Quantitative spectroscopy and Radiative Transfer*, 62 :29–48, Avril 1997.
- [RS78] R.Wilkinss and S.Gnanalingam. Burn-back rates of silver fuse elements. In *5th International conference on gas discharge*, pages 195–198, 1978.
- [Sa99] S.A.Pikuz and al. Multiphase foamlike structure of exploding wire cores. *The American Physical Society*, 83 :4313, Novembre 1999.
- [S.A10a] S.A.Memiaghe. *Modélisation du regime de prearc dans les fusibles*. PhD thesis, Universite Blaise Pascal, Juin 2010.
- [S.A10b] S.A.Memiaghe. *Modélisation du regime de prearc dans les fusibles*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Juin 2010.

- [S.A10c] S.A.Memiaghe. *Modélisation du regime de prearc dans les fusibles*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Juin 2010.
- [S.N12] S.Nadler. *Comportement d'un milieu granulaire soumis a des vibrations horizontales etudes numeriques et experimentales*. PhD thesis, Ecole nationale supérieure des mines Saint-Etienne, Mai 2012.
- [SSV⁺06] S.I.Tkachenko, S.A.Pikuz, V.M.Romanova, A.E.Ter-Oganesyan, A.R.Mingaleev, and T.A.Shelkovenko. Maximum values of energy deposition during resistive stage and over-voltage at current driven nanosecond wire explosion. In *14th International Symposium on high current electronics*, pages 173–176, 2006.
- [SVS03] S.I.Tkachenko, V.S.Vorob'ev, and S.P.Malyshenko. Parameters of wires during electric explosion. *Applied Physics Letters*, 82 :4047–4049, Avril 2003.
- [SVS04] S.I.Tkachenko, V.S.Vorob'ev, and S.P.Malyshenko. The nucleation mechanism of wire explosion. *Journal of physics D*, 37 :495–500, Juillet 2004.
- [SWD⁺10] S.Memiaghe, W.Bussière, D.Rochette, R.Touzani, and P.Andre. Simulations and measurements of the prearcing times in hbc fuses under typical electric faults. *JHTMP*, 14, 2010.
- [U.H95] U.Haas. Thermal system protection of switchgear through high voltage fuse links with integrated temperature limiter under consideration of iec 420 :1990. In *5th International conference on electric fuses and their applications*, pages 66–70, Septembre 1995.
- [Va12] V.I.Oreshkin and al. Strata formation at fast electrical explosion of cylindrical conductors. *High Temperature*, 50(5) :584–595, 2012.
- [V.P74a] V.P.Skripov. *Metastable Liquids*, page 51. John Wiley and Sons NY.Toronto, 1974.
- [V.P74b] V.P.Skripov. *Metastable Liquids*, pages 56–57. John Wiley and Sons NY.Toronto, 1974.
- [VS97] V.S.Vorob'ev and S.P.Malyshenko. Thermodynamics of phase equilibrium in nonuniform fields. *Physical Review E*, 56 :3959, Octobre 1997.
- [VSS04] V.S.Vorob'ev, S.P.Malyshenko, and S.I.Tkachenko. Nucleation mechanism of explosive destruction of conductors of high energy density. *High temperature*, 43 :908–921, Septembre 2004.

- [VSSV02] V.S.Vorob'ev, S.P.Malyshenko, S.I.Tkachenko, and V.E.Fortov. What initiates the explosion of a current-carrying conductor? *JETP Letters*, 75 :4047–4049, Mars 2002.
- [VVE88] V.N.Barinov, V.K.Goncharov, and E.P.Turomsha. Burning voltage of high-current vacuum arcs on clean metals. *Soviet.Physics.Technique.Physics*, 33 :938, August 1988.
- [W.B00] W.Bussière. *Mesure des grandeurs (T, Ne, P) au sein du plasma d'arc des fusibles en moyenne tension*. PhD thesis, Universite Blaise Pascal, Decembre 2000.
- [W.B10] W.Bussière. *Mesure des grandeurs (T, Ne, P) au sein du plasma d'arc des fusibles en moyenne tension*. PhD thesis, Universite Blaise Pascal, Decembre 2010.
- [W.B14] W.Bussière. Communication interne ferraz-laept. In *Diagnostiques-fusibles*, 2014.
- [W.E58] W.Ehrenberg. *Electric conduction in semiconductors and metals*. Clarendon,Oxford, 1958.
- [WH64] W.G.Chace and H.K.Moore. *Exploding wires*, pages 56–57. W.G.Chace and H.K.Moore, 1964.
- [WP99] W.Bussière and P.Bezborodko. Measurements of time-resolved spectra of fuse arcs using a new experimental arrangement. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 32 :1693–1697, Mars 1999.
- [WP00] W.Bussière and P.André. Evaluation of the composition, the pressure, the thermodynamic properties and the monoatomic spectral lines at fixed volume for a sio2-ag plasma in the temperature range 5000-25000k. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 34 :1657–1664, Octobre 2000.
- [WW06] W.C.Martin and W.L.Wiese. *Atomic Molecular and Optical Physics Handbooks*, page 151. Gordon W.F.Drake american institute of physics, 2006.
- [YD70] Touloukian Y.S and Dewitte D.T. *Thermophysical Properties of matter. Thermal Radiative properties-Metallic Elements and alloys*, volume 7. Plenum, 1970.
- [Y.P88] Y.Pelenc. Interruption des circuits alimentés en courant continu. *Techniques de l'ingénieur*, D4700 :3–12, 1988.
- [YRC70] Y.S.Touloukian, R.W.Powell, and C.Y.Ho. *Thermal conductivity metallic elements and alloys*, volume 1, pages 348–349. TPRC Data series IFI/Plenum New York Washington, 1970.

Annexe A

Brevet sur les forces de Laplace

L'étude des forces de Laplace sur les rubans fusibles a donné lieu à un brevet dont la première page figure ci-après.



- (51) Classification internationale des brevets :
H01H 85/00 (2006.01) H01H 85/38 (2006.01)
- (21) Numéro de la demande internationale :
PCT/EP2012/054800
- (22) Date de dépôt international :
19 mars 2012 (19.03.2012)
- (25) Langue de dépôt : français
- (26) Langue de publication : français
- (30) Données relatives à la priorité :
1152185 17 mars 2011 (17.03.2011) FR
- (71) Déposants (pour tous les États désignés sauf US) : **UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II** [FR/FR]; 34 avenue Carnot, F-63006 Clermont-Ferrand Cedex 1 (FR). **UNIVERSITE D'AUVERGNE CLERMONT I** [FR/FR]; 49 Bd François Mitterrand, F-63000 Clermont Ferrand (FR).
- (72) Inventeurs; et
- (75) Inventeurs/Déposants (pour US seulement) : **BUSSIERE, William** [FR/FR]; 15 chemin de Corent-Soulasse, F-63960 Veyre Mouton (FR). **ROCHETTE, David** [FR/FR]; 10 rue du Bel Horizon, F-63200 Cellule (FR). **ANDRE, Pascal** [FR/FR]; 5 chemin de Mazerat, F-63122 Ceyrat (FR).

GELET, Jean-Louis [FR/FR]; 94 Route Nationale, F-69720 Saint Bonnet De Mure (FR).

(74) Mandataires : **MYON, Gérard** et al.; Lavoix, 62, rue de Bonnel, F-69003 Lyon (FR).

(81) États désignés (sauf indication contraire, pour tout titre de protection nationale disponible) : AE, AG, AL, AM, AO, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BH, BR, BW, BY, BZ, CA, CH, CL, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DK, DM, DO, DZ, EC, EE, EG, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, GT, HN, HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KM, KN, KP, KR, KZ, LA, LC, LK, LR, LS, LT, LU, LY, MA, MD, ME, MG, MK, MN, MW, MX, MY, MZ, NA, NG, NI, NO, NZ, OM, PE, PG, PH, PL, PT, QA, RO, RS, RU, RW, SC, SD, SE, SG, SK, SL, SM, ST, SV, SY, TH, TJ, TM, TN, TR, TT, TZ, UA, UG, US, UZ, VC, VN, ZA, ZM, ZW.

(84) États désignés (sauf indication contraire, pour tout titre de protection régionale disponible) : ARIPO (BW, GH, GM, KE, LR, LS, MW, MZ, NA, RW, SD, SL, SZ, TZ, UG, ZM, ZW), eurasien (AM, AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM), européen (AL, AT, BE, BG, CH, CY, CZ, DE, DK, EE, ES, FI, FR, GB, GR, HR, HU, IE, IS, IT, LT, LU, LV, MC, MK, MT, NL, NO, PL, PT, RO, RS, SI, SK, SM, TR), OAPI (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, GQ, GW, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

[Suite sur la page suivante]

(54) Title : PROCESS FOR MANUFACTURING A FUSE, METHODS OF IMPLEMENTATION AND IDENTIFICATION, AND FUSE

(54) Titre : PROCEDE DE FABRICATION D'UN FUSIBLE, METHODES DE MISE EN OEUVRE ET D'IDENTIFICATION, ET FUSIBLE

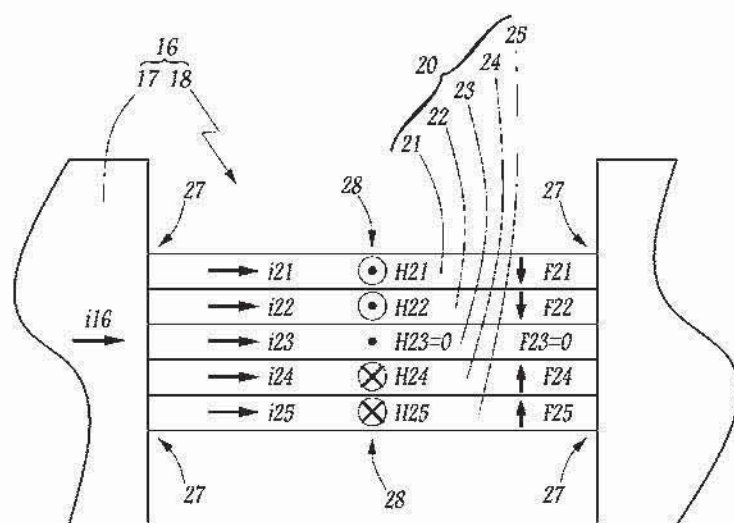


Fig.5

(57) Abstract : The present invention relates to a process for manufacturing a fuse, comprising a step of defining the geometry of at least one fusible strip (16) employed in the fuse, in which step the following parameters are considered: a nominal current density (i16) conducted by the fusible strip (16); a nominal operating voltage of the fuse; a Joule integral corresponding, in the pre-arcing regime, to at least one part (18) of the fusible strip; and a Joule integral corresponding, in the arcing regime, to this part (18) of the fusible strip. The process is characterized in that, in this defining step, the Lorentz forces (F21-F25) acting on at least this part (18) of the fusible strip are also taken into consideration. The invention also relates to a fuse, comprising a ceramic casing and at least one fusible strip (16) placed in this casing, characterized in that it also comprises means for controlling the electromagnetic environment of the fusible strip (16) in a pre-arcing and/or a pre-arcing/arcing transition regime by amplifying or attenuating the Lorentz forces acting on at least one part of the fusible strip (16).

(57) Abrégé :

[Suite sur la page suivante]

Annexe B

**Publication CAE 11 18-19
Mars 2013**

Etude de la transition préarc-arc à faible et fort di/dt dans les fusibles MT

Coulbois A.¹, André P.¹, Bussière W.², Gelet J.L.³, Rochette D.¹, Velleaud G.¹

¹Clermont Université, Université Blaise Pascal, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, BP 10448, F-63000 CLERMONT-FERRAND, France

²Clermont Université, Université d'Auvergne, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, BP 10448, F-63000 CLERMONT-FERRAND, France

³MERSEN France, 15 Rue Jacques Vaucanson, F-69720 St-Bonnet-de-Mûre

I. Introduction

Les fusibles de protection des réseaux de distributions moyenne tension (MT) ou à haut pouvoir de coupure (HBC pour High Breaking Capacity) sont typiquement constitués des cinq éléments fondamentaux (figure 1) [1] : un ou plusieurs rubans (ou éléments) fusibles (typiquement en argent très pur) enroulés autour d'un cœur isolant, deux électrodes de connexion, une enveloppe de protection (thermique et mécanique) à l'intérieur de laquelle se trouve la matière de remplissage (typiquement du sable de silice de composition et granulométrie contrôlées).

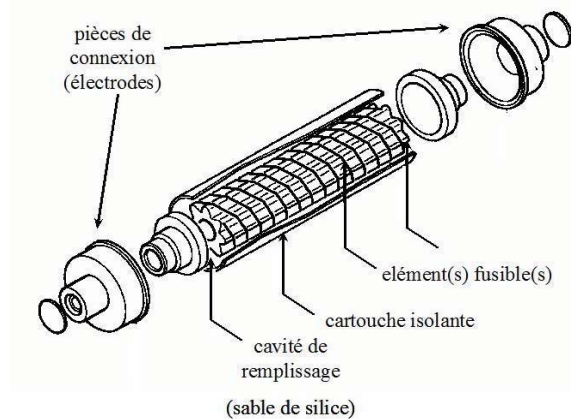


Figure 1. Fusible industriel [1].

Des études précédentes [2-3] ont montré que la transition entre le régime de préarc et le régime d'arc est très mal comprise tant en expérimentation qu'en modélisation, dans le domaine de variation de courant « di/dt » étendu.

Ce travail a donc pour but d'étudier expérimentalement la transition préarc-arc en réduisant le fusible industriel à sa plus simple forme, à savoir un fil métallique seul et en travaillant pour différentes gammes de courant et de di/dt . Dans la partie II, quelques résultats publiés par ailleurs sont rappelés afin d'expliquer la problématique de la transition préarc-arc. Le montage expérimental est détaillé dans la section III.1.

Les mesures et les premiers résultats sont discutés dans la partie III.2 pour des di/dt faibles de l'ordre de 10^3 A.s^{-1} .

II. La transition préarc-arc dans le fusible

Un fusible MT se caractérise notamment par quatre principaux courants [1,4] : I_n qui est le courant nominal du fusible (courant que peut supporter le fusible sans aucune modification de ses caractéristiques) ; I_1 qui définit le pouvoir de coupure correspondant au courant maximal que le fusible est capable de couper ; I_2 qui est représentatif du fonctionnement avec une énergie d'arc maximale (défini par le constructeur lors d'essais) ; et I_3 qui est le courant minimum de coupure.

Le fusible est conçu pour couper toute surcharge comprise entre I_3 et I_1 . Son utilisation entre I_3 et I_n peut conduire à l'échec coupe. Le bon fonctionnement du fusible est donc soumis à un courant de surcharge minimum, or un courant de défaut survient de manière quasi-instantanée avec un temps de montée très court. Une grande amplitude de courant de défaut signifie donc aussi un grand di/dt .

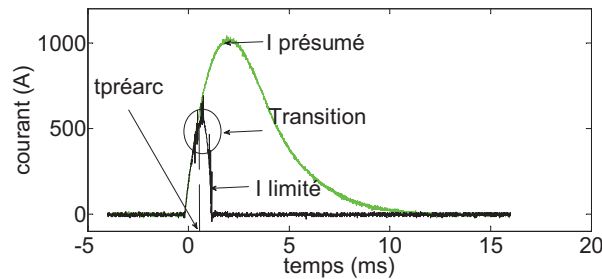


Figure 2. Onde de courant présumé et onde de courant limité mesurées pour une décharge capacitive (fil de cuivre de $50 \mu\text{m}$ de diamètre).

En régime nominal, l'échauffement induit par l'effet Joule se produisant dans le ruban fusible est modéré dans la plupart des cas. L'échauffement par effet Joule est donc entièrement compensé par le phénomène de conduction thermique dans le ruban, les contacts électriques et la matière de remplissage. Lors d'une surintensité l'échauffement par effet Joule augmente et n'est plus compensé par les transferts thermiques. La température des encoches du ruban fusible augmente significativement ce qui entraîne une augmentation de la résistivité des encoches. Il y a emballement thermique puis création d'un arc électrique [3].

Le temps de préarc ($t_{\text{préarc}}$) est la durée entre le moment de l'application de la surintensité et le moment où l'onde de courant mesurée diffère de l'onde de courant présumé ¹ (figure 2) et il est d'usage de considérer que la fin du régime de préarc ou transition préarc-arc coïncide avec la montée rapide de la tension (figure 5).

¹ **Onde de courant présumé** : onde de courant qui serait observée avec le défaut sans présence du fusible dans le circuit.

Lors des études précédentes [2], des modélisations thermoélectriques du régime de préarc ont montré une différence entre le temps de préarc calculé ² et le temps de préarc mesuré sur des rubans fusibles : les temps de préarc calculés sont toujours supérieurs aux temps de préarc mesurés.

Pour expliquer ces écarts, l'hypothèse suivante a été étudiée : les forces de Laplace dues au courant fusible imposent une contrainte de cisaillement en compression sur l'encoche. Cette contrainte mécanique s'ajoutant aux effets thermiques tendrait à réduire le temps de préarc. Une première étape a été de calculer la répartition de la densité des forces de Laplace à l'aide du logiciel Inca3D [5] (figure 3). Dans le cas d'une encoche circulaire, les calculs [5] montrent notamment que les zones de densité maximale des forces de Laplace coïncident avec les zones de plus fort échauffement. Par ailleurs, et de manière simplifiée, pour un conducteur élémentaire pris dans la section réduite, parcouru par un courant I et séparé de la distance r d'un autre élément conducteur, la loi de Biot et Savart permet d'écrire respectivement l'induction magnétique et la force de Laplace : $\|\vec{B}\| = (\mu_0 / 2\pi r) I$ et $\|\vec{F}\| = \|I \cdot d\vec{l} \wedge \vec{B}\|$. Donc toute variation de courant influence directement la force de Laplace au sein de la section réduite. La partie III a pour but d'illustrer l'étude de la transition préarc-arc pour un faible di/dt et de donner quelques premiers résultats sur l'apparition de l'arc.

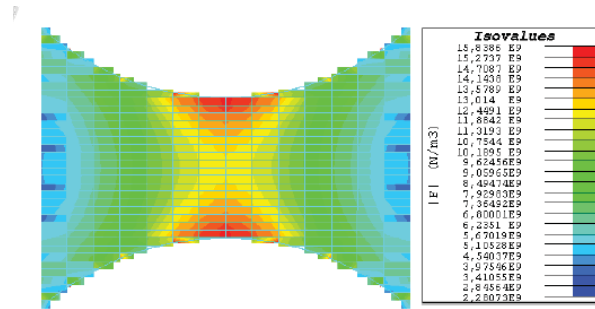


Figure 3. Densité des forces de Laplace le long d'une réduction d'encoche circulaire de ruban fusible [5].

III. Mesures et premiers résultats

III.1. Mesures

Le circuit de test et la cellule de test sont montrés sur la figure 4, les caractéristiques électriques sont indiquées dans le tableau 1. Les fils fusible sont en cuivre pur à 99,9%, de diamètre 50 μm et la longueur entre les électrodes est typiquement 4 mm. Le boîtier Trigger génère un front descendant (pour un niveau de tension prédéfini imposé en entrée) qui permet de synchroniser l'acquisition sur la matrice CCD sur l'intervalle de temps coïncidant avec la transition préarc-arc. Les temps d'acquisition des spectres sont systématiquement corrigés grâce à la mesure du signal de sortie

² Dans le calcul, le temps de préarc est assimilé à l'instant pour lequel l'énergie de vaporisation a été totalement fournie dans au moins une maille de calcul de la section réduite.

analogique du transfert des charges dans la CCD (ou « Shift Under the Mask », noté SUM). Le courant est mesuré à l'aide d'un simple shunt qui présente l'intérêt d'une grande bande passante.

$I_{CONSIGNE}$ (A)	I_{CRETE} (A)	di/dt (A.s ⁻¹)	$t_{préarc}$ (ms)
20	7,7	$\sim 6,4 \times 10^3$	$\sim 4,62$

Tableau 1. Conditions de l'essai électrique

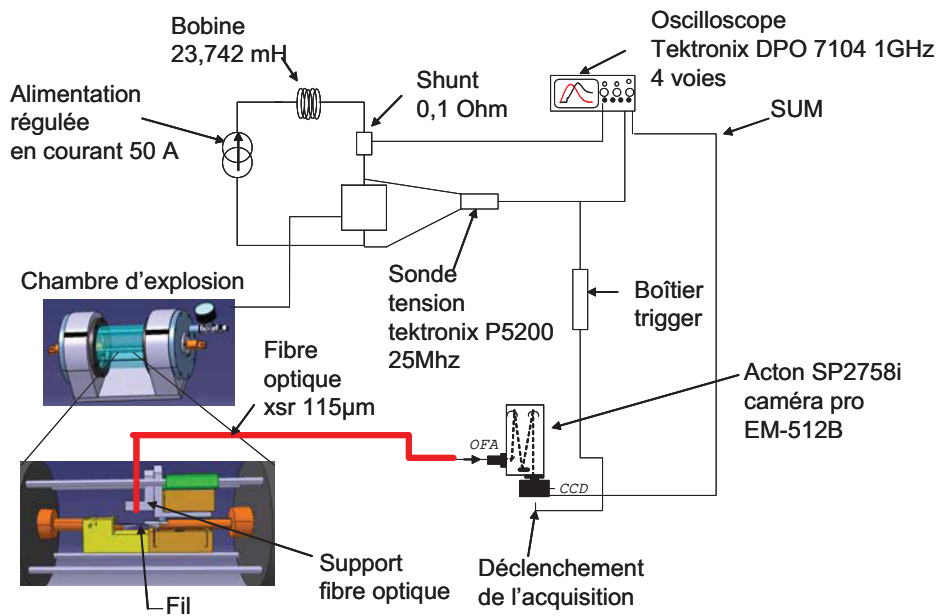


Figure 4. Schéma simplifié du circuit de test et cellule de test.

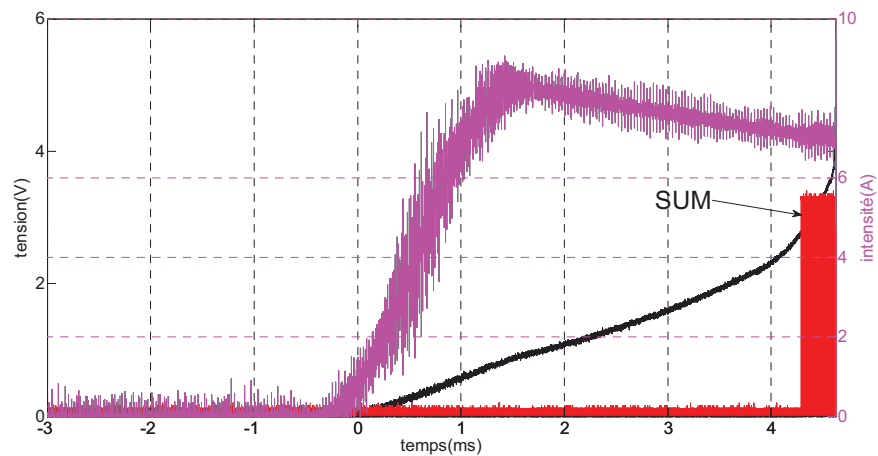


Figure 5. Mesure de la tension, du courant et du SUM lors d'un test sur fil de cuivre (diamètre 50 µm, longueur 4 mm).

Température de fusion T_f (K)	1358
Température de vaporisation T_v (K)	2843
Chaleur latente de fusion (kJ/mol)	13,138
Chaleur latente de vaporisation (kJ/mol)	300,677
Enthalpie à T_f , état solide (kJ/mol)	29,660
Enthalpie à T_f , état liquide (kJ/mol)	42,798
Enthalpie à T_v , état liquide (kJ/mol)	91,580
Enthalpie à T_v , état vapeur (kJ/mol)	392,257

Tableau 2. Propriétés thermodynamiques du cuivre [6].

III.2. Résultats

Les mesures du courant et de la tension permettent d'estimer la conductivité électrique $\sigma(t)$ et l'énergie $e(t)$:

$$\sigma(t) = \frac{l \times i(t)}{u(t) \times S} \text{ et } e(t) = \int_0^{t \leq t_{\text{préarc}}} u(t) \times i(t) dt$$

où u , i , S et l sont respectivement la tension, le courant, la section et la longueur du fil. Vu que les mesures sont réalisées jusqu'à la transition préarc-arc, la longueur est supposée constante et égale à 4 mm, la section est supposée constante et égale à la section initiale. Un exemple de mesure est montré sur la figure 5. Les caractéristiques sont représentées jusqu'à la montée rapide de la tension coïncidant avec la fin de la transition préarc-arc.

Connaissant l'évolution temporelle mesurée de la conductivité électrique suivant les hypothèses données précédemment, il est possible d'estimer la température du fil à partir des valeurs théoriques de la conductivité tabulées dans [7] (les données sont tabulées jusqu'à 1700 K). Le résultat est montré sur la figure 6 avec l'évolution de l'énergie. Les deux points reportés sur la courbe d'énergie sont calculés à partir des données thermodynamiques du cuivre (tableau 2) et correspondent respectivement à la température de fusion du fil et à l'énergie nécessaire pour obtenir la fusion du fil. Dans les deux cas, l'état du fil est supposé homogène et le calcul est fait à l'équilibre (pas de perte par conduction, convection ou rayonnement).

La figure 6 montre, à partir de la mesure de la conductivité, que la température du fil atteint la température de fusion avant que l'énergie nécessaire à la fusion n'ait été délivrée complètement (premier point sur la courbe d'énergie de la figure 6).

Pour le test de la figure 5, les premiers spectres montrant la désexcitation des raies de cuivre neutre 510, 515 et 521 nm sont obtenus dès l'instant 4624,3 μ s (l'instant initial étant référencé au zéro de courant). Les deux spectres de la figure 7 sont obtenus avec un spectromètre ACTON SP2758i (750 mm de focale) utilisé avec un réseau 600 tr/mm (dispersion \sim 17,46 nm et résolution \sim 0,034 nm/pixel) et une caméra PROEM512b (512 \times 512) avec laquelle le mode cinétique permet d'acquérir un spectre toutes les \sim 1 μ s. Les températures moyennes d'excitation obtenues par la méthode des rapports de raie [8] sont indiquées sur la figure 8 avec la courbe de tension.

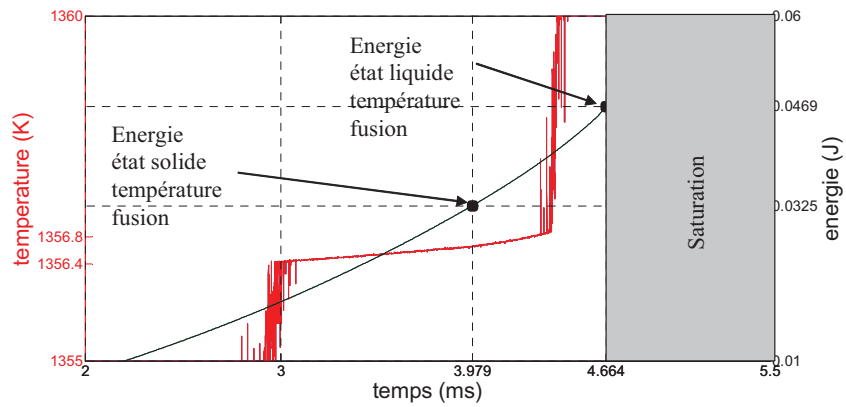


Figure 6. Evolutions de la température et de l'énergie dans le fil de cuivre.

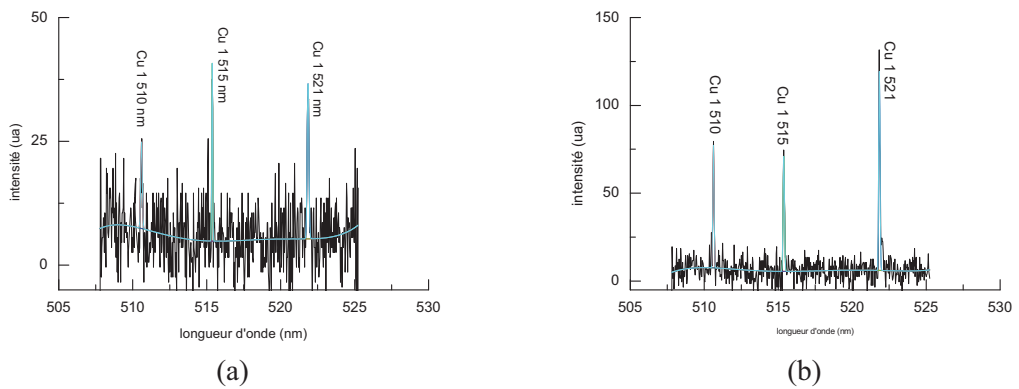


Figure 7. Premiers spectres d'observation des vapeurs de cuivre : (a) $t = 4624,3 \mu s$ et (b) $t = 4625,4 \mu s$

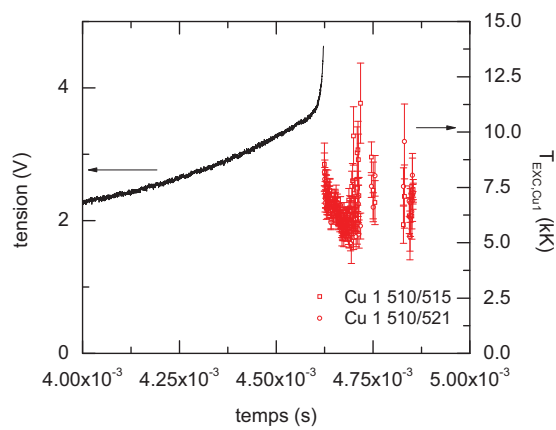


Figure 8. Evolutions de la température moyenne d'excitation déduites des émissions de cuivre neutre et de la tension.

L'observation des vapeurs de cuivre confirme que l'émission de vapeur apparaît bien avant la montée rapide de la tension. La température est typiquement de l'ordre de 8,0 kK dès l'apparition des vapeurs et diminue jusqu'à $\sim 6,0$ kK 100 μ s après. Les points de mesure qui montrent une augmentation à partir de 4,7 ms sont faussés en raison de la faible amplitude des trois raies d'émission et de l'existence d'un continuum fortement variable.

IV. Conclusion

Un dispositif expérimental a été spécialement conçu pour étudier la transition préarc-arc des éléments fusibles en privilégiant la mesure des grandeurs électriques et l'étude des propriétés radiatives. Les premiers tests ont montré qu'il semblait y avoir simultanéité entre les changements de phase (fusion et vaporisation) et l'apparition d'un arc assimilée à la montée rapide de la tension aux bornes du ruban fusible. Ces premiers tests doivent être confirmés pour le cuivre et l'argent avec différentes gammes de di/dt .

Références

- [1] Mulertt C., F107-Fusibles Moyennes Tension Européens-CEI60282, http://ep.mersen.com/fr/pdf/edupack/F107_Fusibles_moyenne_tension_europeens_CEI60282.pdf
- [2] Memiaghe S., Bussière W., Rochette D., Touzani R., André P., Simulations and measurements of the pre-arcing times in HBC fuses under typical electrics fault, JHTMP, Vol. 1, pp 255-266, 2010
- [3] Bussière W., Rochette D., Velleaud G., Latchimy T., Gelet J.L., Gentils F., Perez-Quesada J.C., Rambaud T., André P., Experimental study of HBC fuses working at short and medium pre-arcing times, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 41, N°19, 13 pp, 2008
- [4] IEC 60282-1, ed. 5: High-voltage fuse – Part 1: Current-limiting fuses, International Electrotechnical Commission, 2002
- [5] Almaksour K., Etude théorique des efforts électrodynamiques lors du fonctionnement des fusibles, Rapport de stage M2 GT2E (Université Blaise Pascal), 2010
- [6] JANAF, Thermochemical Tables-Copper-Cu₁(ref), JPCRD, Vol. 14, Suppl. 1, 1985
- [7] Matula R. A., Electrical resistivity of Copper, Gold, Palladium and Silver, J. P.C.R.D., Vol. 8, pp 1147-1298, 1979
- [8] Bussière W., Vacher D., Menecier S., André P., Comparative study of an argon plasma and an argon copper plasma produced by ICP torch at atmospheric pressure based on spectroscopic methods, PSST, Vol. 20, N°4 (045004) 23 pp, 2011

Annexe C

**Publication 20th Int Conf on
Gas Discharge and their
Applications 6-11 Juillet 2014**

SPECTROSCOPIC STUDY OF THE TRANSITION STAGE IN FUSE WIRE

*COULBOIS A.¹, ANDRE P.¹, BUSSIÈRE W.², GELET J.L.³, ROCHETTE D.¹

¹ Clermont Université, Université Blaise Pascal, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, BP 10448, F-63000 CLERMONT-FERRAND, France

² Clermont Université, Université d'Auvergne, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, BP 10448, F-63000 CLERMONT-FERRAND, France

³ MERSEN France, 15 Rue Jacques Vaucanson, F-69720 St-Bonnet-de-Mure

*Alain.COULBOIS@univ-bpclermont.fr

ABSTRACT

Precedent simulation work determined that Laplace forces could have an effect on the prearc-arc transition in fuses [1-2]. An experimental study on exploding wire is done to understand transition differences between low and high current variations. The paper is focused on the low current variations.

1. INTRODUCTION

Fuses typically comprise five elements (figure 1) [3]: one or several ribbons which can be wrapped around ceramic core or just be aligned between the two fuse electrodes, which are encapsulated in a cartridge (ceramic or fiberglass). The cartridge is filled with silica sand that ensures isolation and inductive energy absorption during breaking.

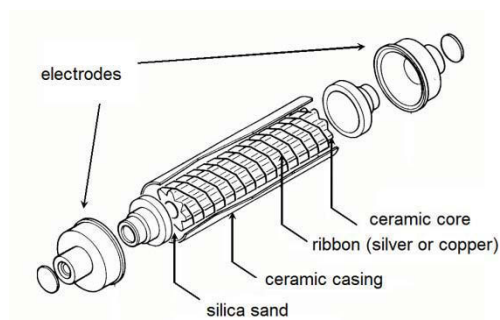


Fig 1
High breaking capacity fuses [3]

Fuse elements consist of high purity silver or copper (99.99%) with different shapes of reduced sections depending on the type of overloading the fuse has to cut. For example, the more the voltage is important and the longer will be the reduced section.

These strings of different reduced sections allow the fuse to be adapted for several sorts of overloading although each fuse has a proper

domain of overload. Lately, evolution of the grid involved uses of more converters DC-AC or AC-DC which must be protected. Frequencies can be superior to 50 Hz and implies higher di/dt for the same peak current.

This study tries to understand impact of great di/dt during breaking and more precisely during the prearcing stage. To compare experiments and real situation in breaking, one uses current densities given in table 1 and variation of current densities dj/dt in table 2.

Nominal	Minimum overload	High overload
500A/mm ²	2500A/mm ²	50000A/mm ²

Table 1
Current densities in fuses

Standard dj/dt	High dj/dt
0-100 A/μs.mm ²	>1000A/μs.mm ²

Table 2
Current density variations in fuses

In part 2 some precisions will be given concerning prearcing stage and some previous results will be recalled to understand the problematic. Part 3 gives some first experiment results which will be discussed in part 4.

2. PREARCING STAGE

With nominal current densities Joule heating in reduced section is low and temperature remains stable because of thermal conduction that allows to evacuate heat. When current exceeds 2500A/mm² Joule heating is no longer balanced by thermal conduction, the temperature rises leading to a large electrical resistivity (figure 4) amplifying Joule heating effect. This cycle leads to the melting of reduced section.

The time between apparition of overload and the apparition of electrical arc is called prearcing time. It's the time for which curves of overload current without fuse (prospective current) and overload current with fuse separates (figure 2).

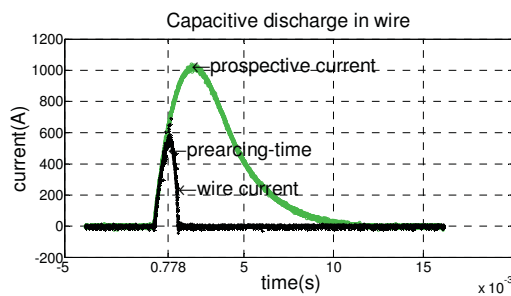


Fig 2
Capacitive discharge on wire

In previous study carried out with industrial fuse elements [4] the transition was studied by comparison between experiments and thermoelectric simulation in the framework on one fuse reduced section. Simulation based on finite elements considered end of prearcing stage when at least one element had received enough energy to vaporize. Whatever experimental context, experiments always showed prearcing time shorter than those simulated [4].

Sometimes energy absorbed by fuse before arcing stage was equivalent to fusion stage and sometimes just a bit more. Presently phenomenon of mechanical disruption in the fuse is unknown. Comparison between simulation and experiments shows that some phenomenon accelerates contacts opening. One hypothesis was to consider Laplace forces applying on reduced section with constriction effect.

A simulation of Laplace forces was done [1] and showed importance of geometric dimension in localization of highest force densities. In case of circular reduced section, simulation indicates coincidence of higher heat constraint and higher forces constraint, which may explain why arcing stage happened so early even if impact of forces on liquid silver is not well known.

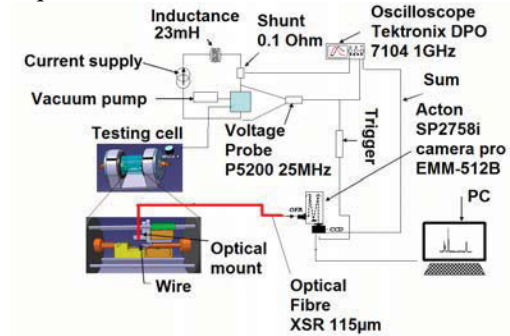


Fig 3
Experiment diagram

The previous work focuses to study transition stage on simpler geometry to make diagnostic without geometric influence. The work is now done on wire element and is detailed in section 3.

3. EXPERIMENT

Testing circuit is given in figure 3. A thin wire of high purity (99.99%) copper or silver is mounted between two electrodes spaced by 4 mm. The wire diameter is of 50µm and primary vacuum is made around it. Electrical characteristics are recorded by Tektronix 7104 oscilloscope, using 0.1Ω shunt for current measurement and Tektronix P5200 probe for voltage measurement.

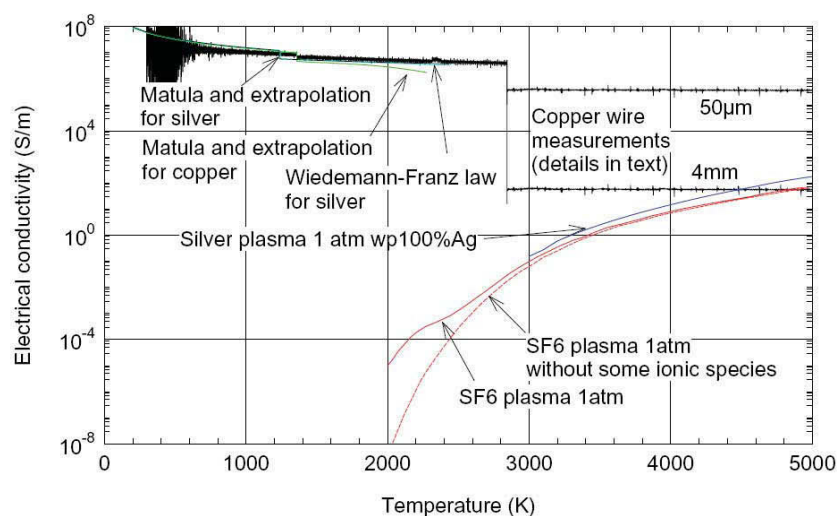


Fig 4,
Evolutions of the electrical conductivity – experimental values as reference data, and calculations for the plasma phase – for the temperature range up to 5000K (SF6 plasma, [10]; Ag plasma, [9]).

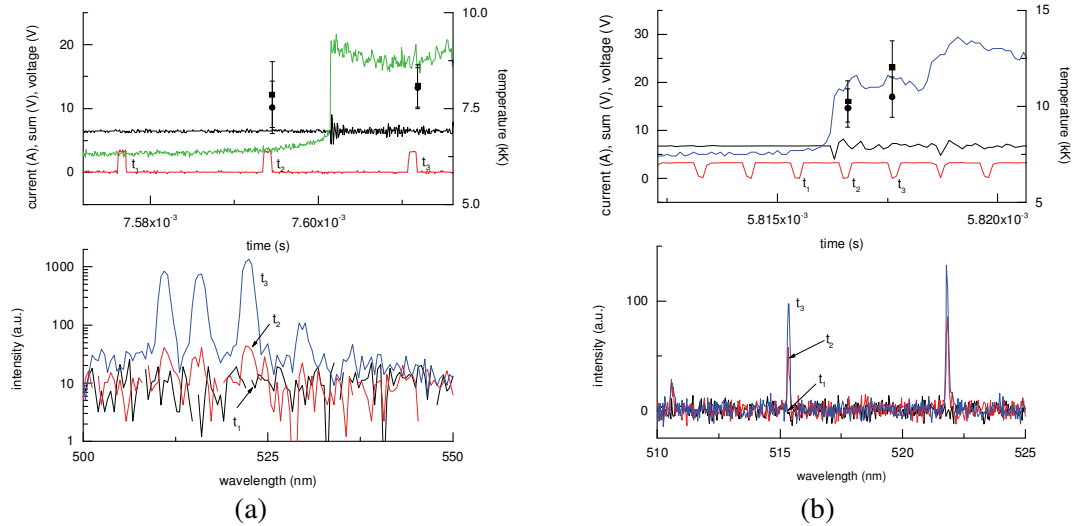


Fig 5,
Current, sum, voltage and observed intensity around 515 nm for (a) , and (b).

An optical fibre is mounted at one end in front of the wire and at the other end to the entrance slit of the spectroscope. Spectroscopic acquisition begins when voltage reaches a threshold fixed experimentally. Acquisition with spectrometer was done with long frame time ($21.4\mu\text{s}$) and short frame time ($0.9\mu\text{s}$) for copper and silver. A SUM (Shift Under the Mask) signal from spectrometer is emitted for each frame and recorded by oscilloscope which allows to have same time base with voltage and current acquisition. Arcing stage is commonly considered to begin when a high rise of voltage happens, typically the cathode-anode voltage fall. In our experiments with copper this voltage rise is repeatable and is typically around 16V which is similar to cathode and anode fall commonly known [5].

Tests have been made under low current densities and low dj/dt . In the case of short frame time, spectroscopic recording shows some emission from metallic vapors at the starting of arcing stage (figure 5b) while $21.4\mu\text{s}$ frame time allows to show this same emission typically 20 or $30\mu\text{s}$ before arcing stage (figure 5a). If atoms velocity in arc plasma is considered to follow Maxwell-Boltzmann's distribution, an evaluation of vapor's temperature can be made. In this case the ratio of two line's intensity is used [6] (figure 5).

In Figure 4 we show evolution of the electrical conductivity versus temperature for copper and silver mainly. In the low temperature domain

values refer to measurements from Matula [7] up to $T=1358\text{K}$ for copper and up to $T=1235\text{K}$ for silver [7] (for extrapolation up to 2433K for silver, see [4]). For the low temperature domain values deduced from the Wiedemann Franz law [8] ($\sigma = \lambda/LT$, with λ the thermal conductivity, and $L=2.48 \times 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$, the Lorenz coefficient) are very similar to these experimental values, also with extrapolation. Electrical conductivity values are of the order of 10^6 S/m around 2000K . In electrical arc studies the researchers need data in temperature range higher than 5000K . The electrical conductivity for lower temperature is never presented in logarithm scale (see [9] for silver plasma and [10] for SF6 plasma for more details). Taking these results in logarithm scale, for pure silver plasma, electrical conductivity decreases down to less than 1 S/m around 3000K which is extremely far from 106 S/m observed with extrapolations. Conductivity from tests is evaluated assuming constant section during prearcing stage, homogeneous temperature along the wire, adiabatic transformation and constant length during the entire test. First hypotheses are quite approximative but allow to obtain tendency curve during prearcing stage, evaluating temperature thanks to energy, which is calculated with current and voltage integral, and thanks to JANAF and Bahrin I thermochemical tables [11-12]. Secondly displacement of current channel has been observed with four Hall-effect sensors located around the wire (not shown in figure 3). Their signals remain equal during transition which lead us to think that arc channel stays right between the two electrodes and keep constant

length for the current, di/dt and dj/dt ranges investigated.

4. DISCUSSION

Prearc-arc transition is a complex phenomenon. Many works dedicated to exploding wires have been published with higher current densities and using essentially capacitive discharges [13]. In these experiments authors have concluded that wire first melts inside and secondly burns.

Apparition of metallic vapor before arcing stage in our experiment lets us to assume that wire is surrounded by vapor before breaking. These vapors could become an arc-channel after the mechanical disruption of the wire, actually their temperature is quite high but their density should be measured to better understand their role in conductivity. Simulation shows that considering homogeneous temperature along the wire is not correct although it permits to make first approximations. Future working will be devoted in temperature, electron density and electric field measurements during respectively solid state and plasma state.

REFERENCES

- [1] *Private communication between LAEPT and MERSEN*, July 2013
- [2] Patent WO 2012/123589 A1
- [3] O. Bouilliez, J.C.Perez Quesada, *Conception et utilisation de fusibles limiteurs MT*, Cahier Technique Schneider n°128 p3.
- [4] D Rochette, R Touzani, W Bussière, *Numerical study of the short pre-arcing time in high breaking capacity fuses via an enthalpy formulation*, J. Phys.D.: Appl. Phys. 40 pp 4544-4551 2007
- [5] I.G.KESAEV, *Laws governing the cathode drop and the threshold currents in an arc discharge on pure metals* sov.phys-tech.phys,vol9 n°8 (1965) p 1146-1154
- [6] W Bussière, *Influence of sand granulometry on electrical characteristics, temperature and electron density during high-voltage fuse arc extinction*, J. Phys. D.: Appl. Phys. 34 pp 925-935, 2001
- [7] RA Matula, *Electrical resistivity of copper, gold, palladium, and silver*, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 8, N°4 pp 1147-1298 1979
- [8] JL Bretonnet, *Conductivité électrique des métaux liquides*, Techniques de l'Ingénieur, Form. M-69 pp1-8
- [9] P André, W Bussière, D Rochette, *Transport coefficients of Ag-SiO₂ plasmas*, *Plasma Chem. Plasma Process.* 27 pp 381-403 2007
- [10] B. Chervy, A Gleizes, *Electrical conductivity in SF₆ thermal plasma at low temperature (1000-1500K)*, J. Phys.D.: Appl. Phys. 31 pp 2557-2565 1998
- [11] Bahrin I, In collaboration with G.Platzki, vol1.Ag-Kr and vol.2.La-Zr, VCH Wein-heim, *Thermochemical Data of Pure Substances*, 3rd ed, Federal Republic of Germany, New York, 1995.
- [12] *JANAF Thermochemical tables*. J.Phys. chem. ref. Data, vol.14,Suppl.1,1985
- [13] S.A.Pikuz,T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, J.B.Greenly, Y.S.Dimant,and D.A.Hammer. *Multiphase Foamlike Structure of Exploding Wire Cores* Phys.Review.Letters

Annexe D

Programme Integration

```
%programme d'intégration pour calculer le facteur de forme  
clear all  
close all  
clear all
```

```
%paramètre de la visée:  
tic  
warning off  
format long e
```

```
D=5*10^-3;%distance mesurée entre la fibre et le fil  
rf=25*10^-6;%rayon du fil explosé.  
Rfibre=(115/2)*10^-6;%rayon de la fibre  
OOprimx=10^-3;%OO'x et OO'y  
OOprimy=D+rf;%dans ce cas, l'axe de la fibre est confondu avec l'axe du repère✓  
d'origine O
```

```
K=0;%initialisation de K
```

```
ds=10^-12;%aires des surfaces élémentaires voulues  
dsprim=10^-12;
```

```
dR=10^-6;% variation de rayon souhaitée
```

```
rr=Rfibre/dR;%calcul pour que le nombre d'itération soit entier  
dR=Rfibre/round(rr);
```

```
h = waitbar(0,'en cours...');
```

```
for R=dR:dR:Rfibre
```

```
    dbeta=ds/(R*dR);
```

```
    bb=(2*pi)/dbeta;  
    dbeta=(2*pi)/round(bb);
```

```
    for beta=0:dbeta:(2*pi)
```

```
        x0=R*sin(beta)+OOprimx;%coordonnées de la surface élémentaire dS qui absorbe✓  
le flux  
        y0=OOprimy;  
        z0=-R*cos(beta);
```

```

z1=z0-0.0001*tan(asin(0.22));%limites d'intégrations hautes et basse sur Z
z2=z0+0.0001*tan(asin(0.22));

dz=10^-6;%pas de dz voulu
gg=(z2-z1)/dz;

if (gg)>=1

    dz=(z2-z1)/round(gg);
else

    dz=(z2-z1)/2;
end

for z=z1:dz:z2

    alpha=intercone(x0,z0,z,y0);%alpha est un vecteur de 1 colonne 2 lignes✓
    qui contient les limites hautes et basse d'intégration sur la surface du fil

    if alpha(1)~=666%cas ou le point de la fibre ne voit pas le cylindre

        dalpha=dsprim/(dz*rf);%pas d'intégration

        xx=(alpha(1)-alpha(2))/dalpha;

        if (xx)>=1

            dalpha=(alpha(1)-alpha(2))/round(xx);%contrôle de l'angle✓
élémentaire dalpha.
        else

            dalpha=(alpha(1)-alpha(2))/2;
        end

        for i=alpha(2):dalpha:alpha(1)

            dsds=[rf*sin(i)-x0;rf*cos(i)-y0;z-z0];%vecteur✓
dSdS' reliant les deux surfaces

            n1=[0;-1;0];%normale surface fibre
            n2=[sin(i);cos(i);0];
            %il faut maintenant réaliser les produits✓
scalaires

            k1=sum(n1.*dsds);%produit scalaire
            k2=sum(-n2.*dsds);% signe moins car c'est le✓
vecteur -dSdS' qu'il faut utiliser ici

```



```
d=norm(dsds);%distance entre les deux surfaces
```

```
K=K+((R*dR*dbeta*rf*dalpha*dz*k1*k2)/(d^4));%✓
```

```
calcul réalisé avec les vrai surfaces considérées.
```

```
end
```

```
dalphi=(pi/180);%angle élémentaire souhaité et réinitialisé à chaque✓
```

```
boucle
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
waitbar(R/Rfibre,h)
```

```
end
```

```
N = maxNumCompThreads%information nbre de processeur en activité
```

```
K
```

```
toc
```

Annexe E

Programme intercone

```

function[tlimit]=intercone(x0,z0,z,D)
%Programme de determination des angles limites d'intégration

warning off
format long e

%D est la distance fibre-fil
%x0 y0 z0 coordonnées du point sur la fibre
%t est une partie de la solution

T=tan(asin(0.22));%acceptance de la fibre
rf=25*10^-6; %rayon fil
tlimit=[0;0];%initialisation de tlimit comme vecteur colonne.
y0=D+rf;

int=@(t) (((rf*sin(t))-x0)^2)-((((rf*cos(t))-rf-D)^2)*(T^2))+((z-z0)^2);

%pour trouver la solution tlimite de int(t)=0 il faut trouver un interval
%où cette fonction change de signe. cette interval dépend en fait de D et
%des coordonnées x0,z0.

%On cherche maintenant à séparer la partie angle négatif (partie inférieure
%du fil) de la partie angle positif, et on cherche sur ces deux intervals
%une solution.
dt=pi()/(10^4);

t0=(0:dt:pi);%partie positive

a=zeros(length(t0),1);
a=((rf*sin(t0))-x0).^2)-((((rf*cos(t0))-rf-D).^2)*(T^2))+((z-z0)^2);

i=find(sign(a)~=sign(a(1)),1,'first');%recherche d'un indice du vecteur ou le signe
s'inverse

j=size(i); %par j on contrôle si il existe une solution ou pas à l'équation. dans le
cas ou il n'y en a pas, find retourne une matrice a une ligne et zero colonne.

if j(2)~=0

    inter=[t0(1);t0(i)];%interval ou se trouve la solution
    tlimit(1)=fzero(int,inter);
else

    tlimit(1)=666;%code erreur convenu avec le programme principal

end

%partie négative

dt=(-pi)/(10^4);

```

```

t0=[0:-10^-5:-pi];%partie negative

a=zeros(length(t0),1);
a=((rf*sin(t0))-x0).^2-(((rf*cos(t0))-rf-D).^2)*(T^2))+((z-z0)^2);

i=find(sign(a)~=sign(a(1)),1,'first');%recherche d'un indice du vecteur ou le signe
s'inverse

j=size(i); %par j on contrôle si il existe une solution ou pas à l'équation. dans le
cas ou il n'y en a pas, find retourne une matrice a une ligne et zero colonne.

    if j(2)~=0

        inter=[t0(1);t0(i)];%interval ou se trouve la solution
        tlimit(2)=fzero(int,inter);

    else

        tlimit(2)=-666;%code erreur également convenu avec le programme
principal

    end

%test pour déterminer si le cône comprend tout le fil ou si seul la partie
%inférieure ou supérieure touche le fil.
%voir cahier pour comprendre les tests

    if tlimit(1)==666 && tlimit(2)==-666 %cas ou le cone ne touche pas le
cylindre.

        %il y a en fait dans ce cas deux solutions de tlim
        %on défini un nouveau vecteur d'angle allant de tlimit1 à pi
        %il reste à trouver le min et le max de la fonction "a" et de chercher
        %la deuxième solution dans cet interval.

        x1=x0+(((y0^2)*(T^2))-((z-z0)^2))^0.5;%hauteur des parties sup et
inf du cône
        x2=x0-(((y0^2)*(T^2))-((z-z0)^2))^0.5;%au niveau du fil (y=0)

        if x1*x2<0 % partie sup et inf du cône de part et d'autre du
diam du fil.

            tlimit=[pi;-pi];

        end

    end

    if tlimit(1)==666 && tlimit(2)~-666 %cas a ou c voir cahier.

```

```

        if x0>0 %cas a

            tlimit=[pi;tlimit(2)];

        else

            tlimit=[tlimit(2);-pi];%cas c

        end

    end

    if tlimit(1)~=666 && tlimit(2)=-666%cas b ou d

        if x0>0%cas b

            tlimit=[pi;tlimit(1)];

        else

            tlimit(2)=-pi;%cas d

        end

    end

    %complément du programme pour éviter d'aller jusqu'à pi ou -pi.
    %cette partie determine le deuxième angle limite tel qu'après, le projeté
    %deviendrait négatif.

    if tlimit(1)==pi
        scalar=@(alpha) (sin(alpha)*((rf*sin(alpha))-x0))+(cos(alpha)*√
((rf*cos(alpha))-y0));
        g=[pi;0];
        tlimit(1)=fzero(scalar,g);
    end

    if tlimit(2)==-pi
        scalar=@(alpha) (sin(alpha)*((rf*sin(alpha))-x0))+(cos(alpha)*√
((rf*cos(alpha))-y0));
        g=[-pi;0];
        tlimit(2)=fzero(scalar,g);
    end
end

```

Annexe F

Documentation du PM R928

PHOTOMULTIPLIER TUBES R928, R955

Figure 6: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)

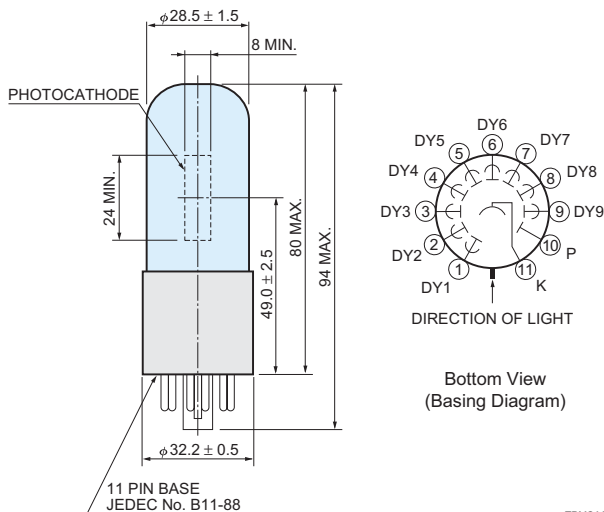


Figure 7: Socket (Unit: mm) Sold Separately

E678-11A

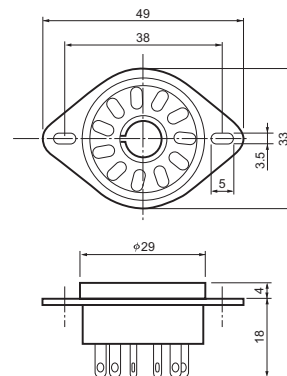
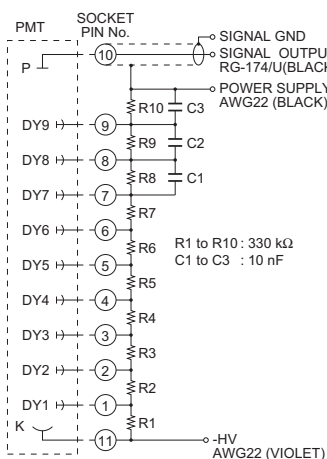
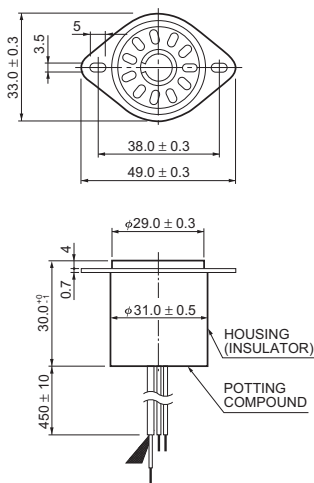
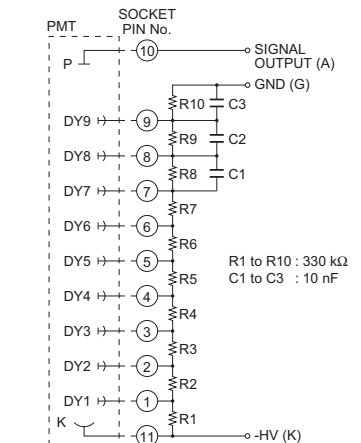
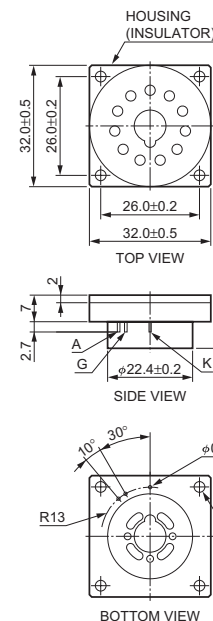


Figure 8: D Type Socket Assembly (Unit: mm) Sold Separately

E717-63



E717-74



* Hamamatsu also provides C4900 series compact high voltage power supplies and C6270 series DP type socket assemblies which incorporate a DC to DC converter type high voltage power supply.

Warning—Personal Safety Hazards
Electrical Shock—Operating voltages applied to this device present a shock hazard.

HAMAMATSU

WEB SITE www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: infos@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44(0)1707-325777 E-mail: info@hamamatsu.co.uk

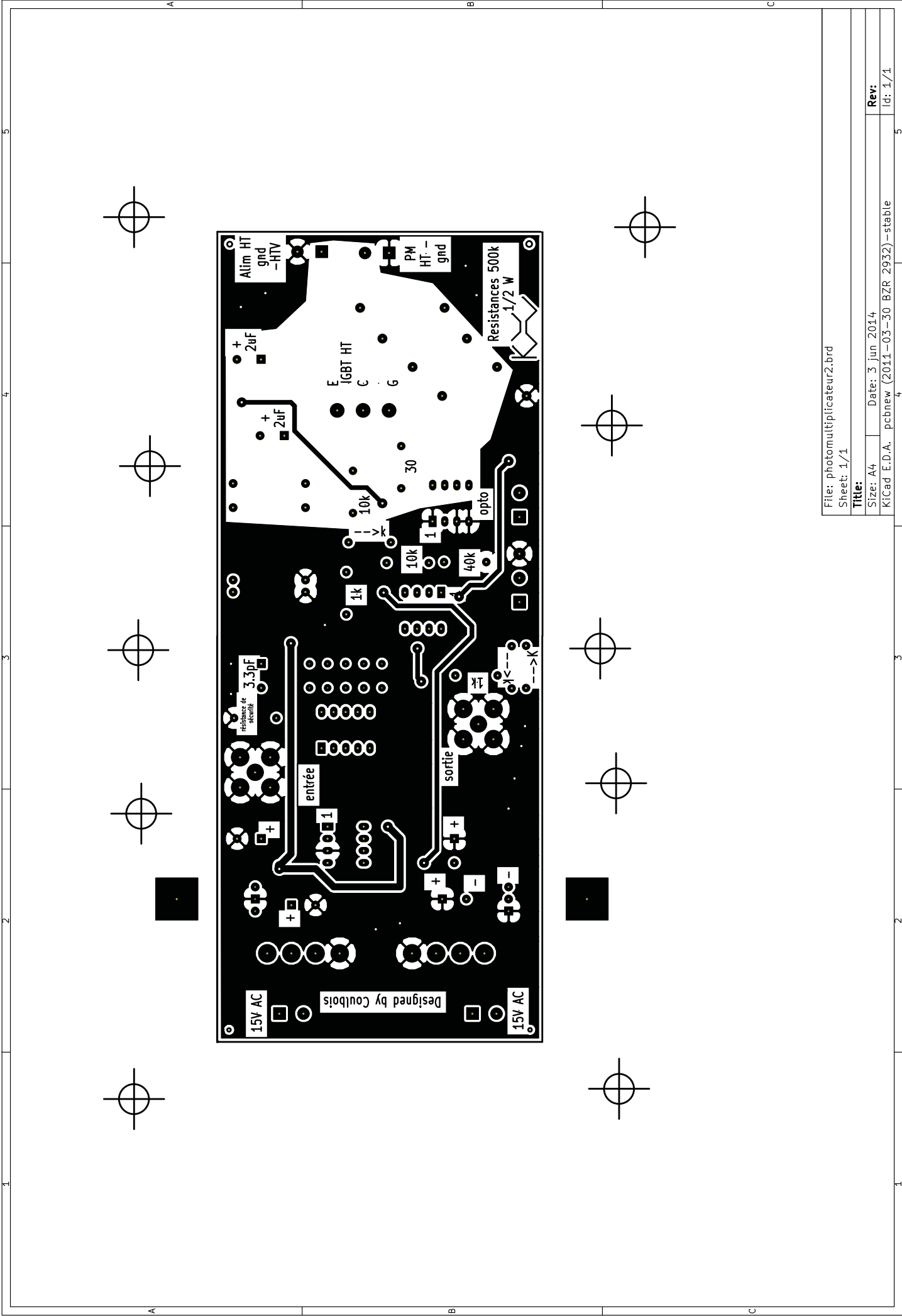
North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: info@hamamatsu.it

TPMS1001E07
JUL. 2006. IP

Annexe G

Carte de contrôle du PM R928



File: photomultiplicateur2.brd

Sheet: 1/1

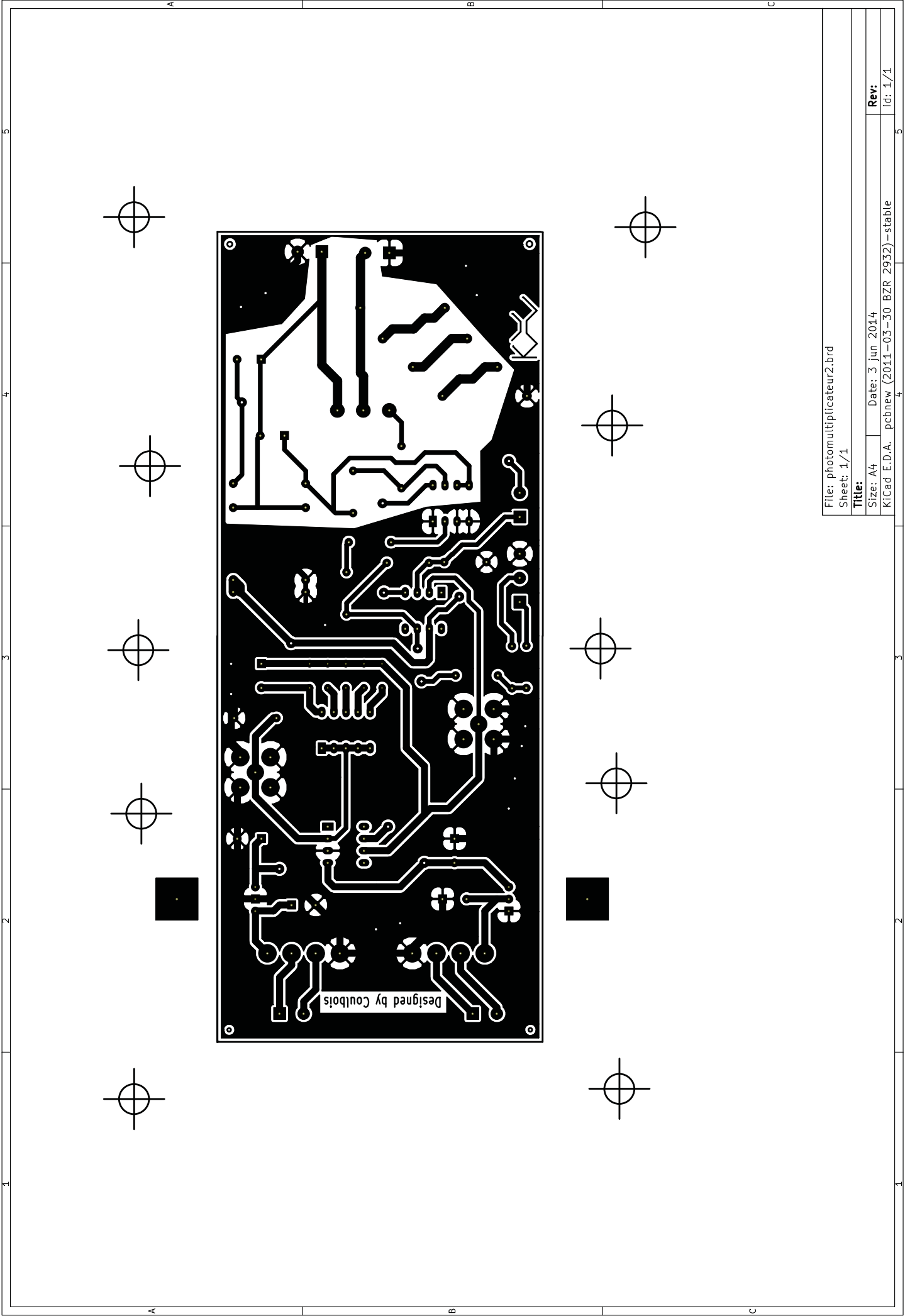
Title:

Size: A4 Date: 3 jun 2014

KiCad E.D.A. pcbnew (2011-03-30 BZR 2932)-stable

Rev:

Id: 1/1



File: photomultiplicateur2.brd

Sheet: 1/1

Title:

Size: A4 Date: 3 jun 2014

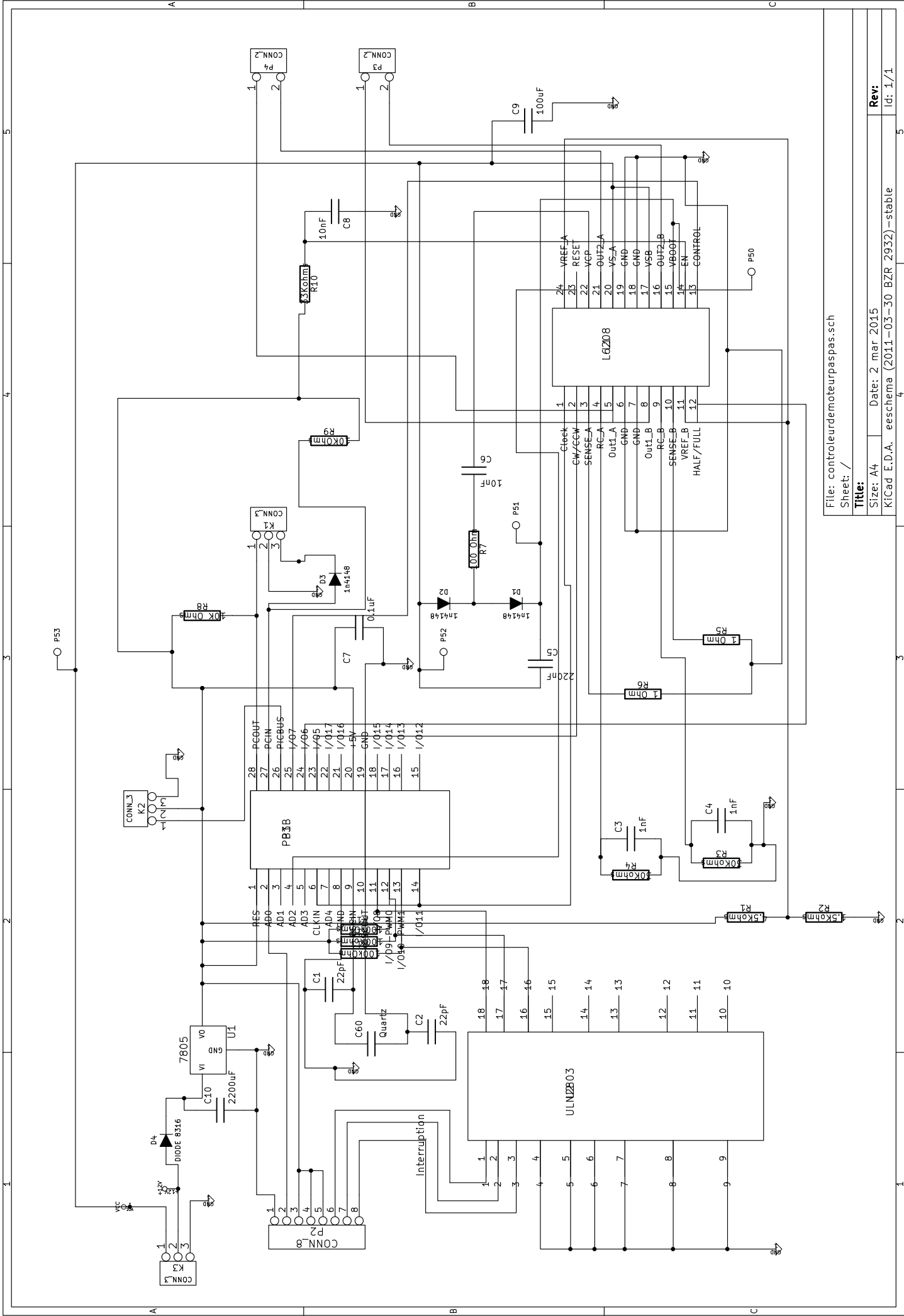
KiCad E.D.A. pcbnew (2011-03-30 BZR 2932)-stable

Rev:

Id: 1/1

Annexe H

Carte de contrôle du moteur pas à pas



File: controleurmoteurpaspas.sch

Sheet: /

Title:

Size: A4 Date: 2 mar 2015

KiCad E.D.A. eeschema (2011-03-30 BZR 2932) - stable

Rev:

Id: 1/1



Id: 1/1

Annexe I

Etude des résultats obtenus par Nasilowski sur les efforts longitudinaux

Nasilowski a réalisé une expérimentation mettant en jeu un fil fusible entouré de sable et prolongé de manière à être relié à la partie sensible d'un capteur piézoélectrique I.1. Cet annexe précise le fonctionnement de ce type de capteur et la raison pour laquelle il n'est pas possible de tirer une conclusion précise des signaux qu'il émet.

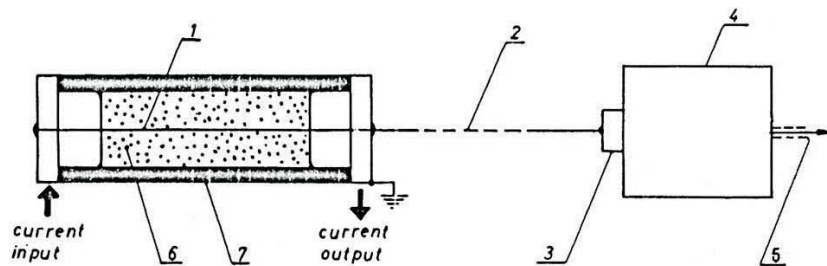
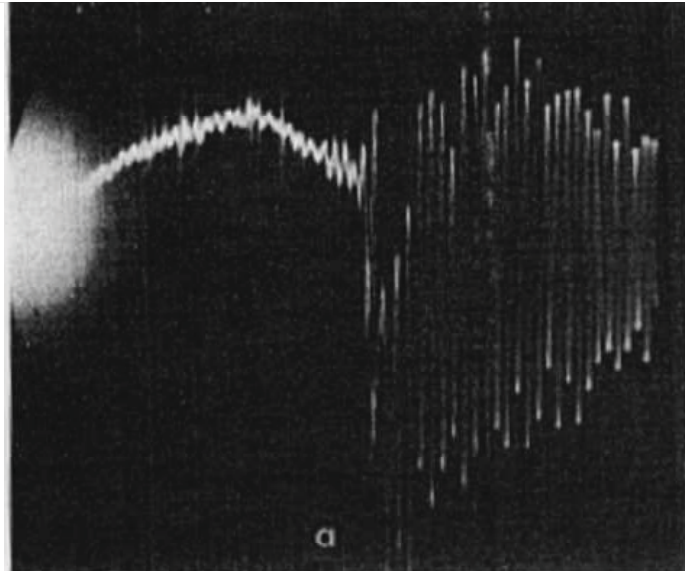
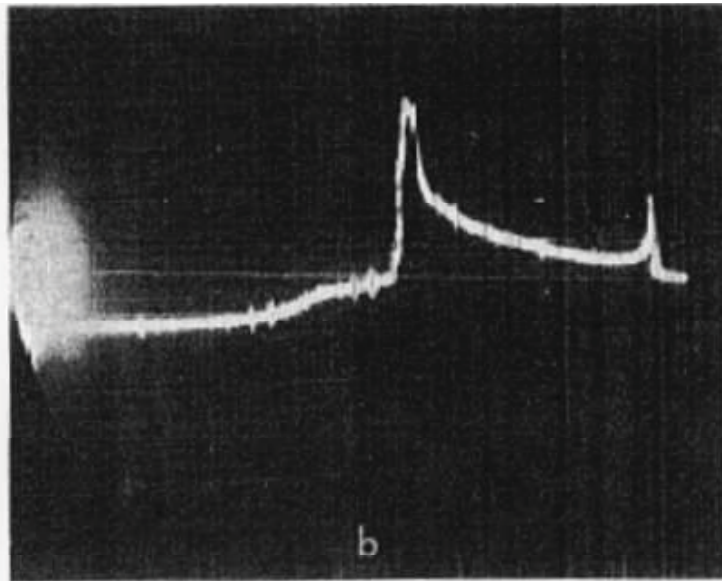


Fig. 10. Experimental arrangement for the investigation of vibrations of the wire during electrical explosion: (1) fuse element as a generator of vibrations, (2) extension of the wire as transmission line for vibrations, (3) metallic disc, (4) piezoelectric vibrations receiver, (5) concentric cable to the cathode-ray oscillograph, (6) quartz-sand filler, (7) insulating tube.

FIGURE I.1 – Expérimentation de Nasilowski pour enregistrer les vibrations issues du fil [J.N64].



(a) Signal émis par le capteur piézoélectrique.



(b) Tension aux bornes du fil.

FIGURE I.2 – Resultats de l'expérience de Nasilowski.

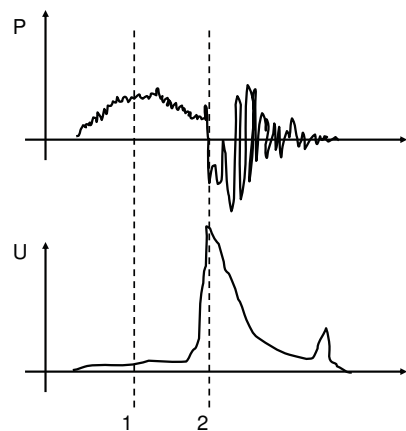


FIGURE I.3 – Schéma des signaux des efforts longitudinaux communiqués par le fil (P) et de la tension à ses bornes (U) (d'après [J.N64]).

I.1 Fonctionnement d'un capteur piézoélectrique.

I.1.1 Signal de sortie d'un capteur piézoélectrique

Le capteur est constitué d'un disque de métal relié à une des extrémités du fil et à l'extrémité d'un cristal piézoélectrique. Toute déformation longitudinale du fil entraîne une pression et une déformation dans un sens ou dans l'autre du cristal piézoélectrique. Cette déformation se traduit par l'accumulation de deux charges électriques opposées à chaque extrémité du cristal. La disposition des charges positives et négatives sur les extrémités du cristal dépend directement du sens de la contrainte qui s'exerce sur lui. Les charges électriques sont ensuite accumulées sur un condensateur aux bornes duquel se forme une tension. Le signe de cette tension, qu'elle soit amplifiée ou non permet donc de savoir dans quel sens l'effort est exercé. L'amplification peut, suivant les applications, être négatives ou positives, de plus si le condensateur est initialement chargé il est possible qu'en l'absence de contrainte le signal de sortie ne soit pas nul. Pour palier ce problème, un "réglage du zéro" est généralement rajouté pour compenser les problèmes d'offset. Ce réglage du zéro est aussi utile pour choisir une référence de contrainte et enregistrer les modifications de la contrainte par rapport à cette référence.

En l'absence des informations sur ce réglage du zéro il est donc impossible d'analyser une contrainte de manière absolue mais uniquement de manière

relative. Enfin, si le type d'amplification (gain positif ou négatif) ou même l'orientation du cristal n'est pas connue, le sens de la contrainte ne peut pas être interprété non plus.

I.1.2 Conditionnement mécanique du capteur

Le capteur piézoélectrique est relié au fil fusible d'un diamètre 0.7 mm [J.N64]. La longueur du fil n'est pas connue, cependant il est clair qu'un fil de ce diamètre ne peut exercer qu'un effort de traction sur le disque de métal. Toute élongation du fil ne peut entraîner que sa pliure. Le fil sur le schéma semble tendu (figure I.1), ce qui signifie qu'une précontrainte même faible doit exister sur le fil et sur le capteur. Comme cela a été dit à la section I.1.1 le chronogramme de la figure I.2 (a), ne fournit qu'une image de la variation de la tension mécanique du fil par rapport à cette précontrainte. Le fil ne peut pas exercer de pression mais puisqu'il y a une précontrainte, le signal du capteur est susceptible de varier dans les deux sens selon un relâchement ou une rétractation du fil.

I.2 Interprétation de Nasilowski.

Le chronogramme montre clairement qu'un effort est transmis dans un même sens jusqu'à la fin du préarc. Lors de l'amorçage de l'arc (que l'auteur détermine par la montée rapide de la tension) des oscillations alternatives sont constatées. Nasilowski explique alors que les vibrations sont très petites durant le préarc et augmentent rapidement lorsque l'arc apparaît. Le sens des contraintes n'est donc pas interprété par Nasilowski, seul l'apparition des vibrations est interprétée et elles sont supposées venir du fil.

I.3 Interprétation contradictoire sur l'expérimentation

Les chronogrammes de la figure I.2 peuvent être schématisés par la figure I.3. Il est possible d'interpréter le chronogramme autrement que Nasilowski. En effet, durant toute la durée du préarc, le fil peut être considéré en une seule pièce et donc beaucoup plus susceptible de transmettre sa déformation au capteur. Les oscillations durant cette période sont effectivement très petites, en revanche la déformation moyenne est clairement d'une amplitude aussi importante que l'amplitude des oscillations durant la phase d'arc. Ensuite la phase d'arc est caractérisée justement par une discontinuité du fil, les

vibrations observées ne sont donc pas nécessairement celle du fil et à priori ne peuvent pas l'être. Les signaux transmis par le capteur piézoélectrique peuvent en fait conduire à plusieurs interprétations différentes mais dont le dénouement demeure paradoxal. Ces interprétations sont illustrée dans cette section.

I.3.1 Première interprétation

Si la montée du signal du capteur piezoélectrique indique une traction, alors le fil exerce d'abord une traction croissante au début du phénomène (de 0 jusqu'au temps 1) (figure I.3) ce qui, est contradictoire avec la montée en température du fil qui devrait plutôt entraîner une élongation du fil.

Il n'y a pas à la connaissance de l'auteur de phénomène particulier qui pourrait expliquer la phase de traction entre le temps 0 et 1, mis à part peut être les forces de Laplace dus au passage du courant dans les électrodes, forçant le fil à aller vers le haut, cette hypothèse étant fortement contrariée par le fait que le sable tient le fil bien droit et qu'il lui est donc difficile de se mouvoir orthogonalement à son axe. Si cette hypothèse est cependant considérée, alors la phase de décroissance de 1 à 2 (2 exclu) peut s'expliquer par une élongation du fil due à l'effet thermique (chauffage joule) et à l'effet de forces électrodynamique longitudinale (forces d'Ampere voir section 2.2.2).

Au temps 2 la cassure du fil correspondant à l'apparition de l'arc laisserait le capteur osciller suivant sa propre fréquence. Cependant le signal oscille autour d'une valeur moyenne qui remonte pour redevenir la valeur constatée à $t=0$. Cette dernière évolution montre que la position d'équilibre finale du capteur piezoélectrique correspond à celle qu'il a au temps $t=0$. Cette observation est incompatible avec l'hypothèse d'une précontrainte.

Cette interprétation explique donc les chronogrammes dans un premier temps par une traction du fil due aux déformations dont les forces de Laplace serait la cause puis les vibrations par un claquage du fil qui laisserait le capteur osciller à la manière d'un ressort qui serait tendu et relâché brutalement. Le maintien du fil par le sable rend toutefois cette interprétation peu probable.

I.3.2 Deuxième interprétation

Si la montée du signal du capteur piezoélectrique indique une élongation, la phase de croissance du signal de 0 à 1 représentée sur la figure I.3 est donc

en adéquation avec l'effet thermique. Cependant, la phase de décroissance du signal à partir de 1 jusqu'à 2 est à associer à une rétractation du fil. Physiquement il n'y a pourtant aucune raison qu'en continuant son chauffage, le fil se mette soudain à se rétracter.

Pour expliquer l'inversion de signe qui existe entre le temps 0 et 2, le chronogramme du courant manque. Néanmoins il faut remarquer que si l'on considère qu'un signal positif du capteur correspond bien à une élongation, la phase de retraction correspond au moment où la tension aux bornes du fil augmente. Cette augmentation de tension pourrait être à l'origine d'une diminution de courant, or la théorie des forces d'Ampère stipulent que les efforts électrodynamiques longitudinaux, s'il existent, sont proportionnels au carré de l'intensité électrique, elle correspondrait bien à une force tendant vers un allongement du fil.

Il y aurait donc deux phénomènes responsables de l'élongation du fil, le premier correspondant à une élongation thermique tandis que le deuxième correspondrait à une force électrodynamique. Si lors de l'expérimentation de Nasilowski il est considéré que le matériau ne se refroidit pas entre les temps 1 et 2 (figure I.3), ce qui est très probable puisque la montée de la tension compense la baisse du courant dans l'apport de puissance au matériau et que le sable autour constitue un bon calorifugeage, alors il n'y a aucune raison que la dilatation thermique ne faiblisse. En revanche une baisse d'intensité peut être à l'origine d'une baisse des efforts électrodynamiques et une rétraction peut en résulter. La théorie des efforts électrodynamiques longitudinaux (forces d'Ampères) peut donc expliquer l'allure du signal piézoélectrique entre les temps 0 et 2.

Après 2, l'arc s'amorce, il y a une montée rapide en tension. Le fil doit donc être rompu, les oscillations observées sont peut être caractéristiques des oscillations élastique de la membrane du disque métallique auquel est attaché le fil. Ces oscillations serait donc plus à corrélérer à un ressort que l'on tend et que l'on relâche brutalement que véritablement à des vibrations produites par le fil après sa rupture. Le fait que lors de l'amorçage de l'arc (temps 2) le signal du capteur tombe pour devenir négatif, ce qui signifie encore plus de rétraction, serait alors à corrélérer avec la précontrainte évoquée dans la section I.3. Mais le fait que la moyenne du signal du capteur piézoélectrique redevienne à la fin la même moyenne qu'au temps $t=0$ est inexplicable dans ce cas.

I.3.3 Conclusion

Quel que soit l'interprétation, les vibrations constatées lors de la phase d'arc ont peu de chance d'avoir un rapport direct avec le fil, le signal du capteur avant la phase d'arc ou après reste difficile à expliquer et semble paradoxal. Il est donc difficile de conclure sur le comportement d'un fil durant la phase d'arc avec les résultats de cette expérimentation.

Annexe J

Règles à suivre pour le calcul par éléments finis des forces électrodynamiques d'Ampère

Les Observations et règles données par Graneau concernant le calcul des efforts électrodynamiques dans les conducteurs sont les suivantes :

- a) "Current elements are volume elements designed to fill the space occupied by the conductor metal."
- b) "Experience has shown that the length-to-width ratio of the element must be approximately one, or the calculated forces will diverge widely from measurements."
- c) "Strings of touching elements are aligned along current streamlines. A single string of elements will be called a current filament."
- d) " At circuit corners and everywhere along the filament, there may have to be some overlap of adjacent elements. This is the major defect of finite current element analysis."

Annexe K

Equation de Saha

L'équation de Saha permet, sous l'hypothèse de l'ETL, le calcul de la concentration des espèces ionisées plusieurs fois [FJ71] :

$$\frac{N_e N_{z+1}}{N_z} = 2 \frac{Z_{z+1}(T)}{Z_z(T)} \frac{(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{z\infty} - \Delta E_{z\infty}}{kT}\right) \quad (\text{K.1})$$

Avec N_e la densité électronique, N_{z+1} la densité d'espèce à l'état $z+1$ et N_z la densité d'espèce dans l'état z . $Z_z(T)$ est la fonction de partition de l'espèce à l'état z . m est la masse de la particule considérée et h est la constante de Planck. $E_{z\infty}$ est l'énergie de ionisation de la particule à l'état z et $\Delta E_{z\infty}$ est un terme de correction qui détermine la variation de l'énergie de ionisation.

Les fonctions de partition sont évaluées à l'aide de la formule :

$$Z_z(T) = \sum_i g_i \exp(-\beta \frac{E_i}{T}) \quad (\text{K.2})$$

avec $g_i = 2J_i + 1$ et $\beta = 1,43$. Les données J_i proviennent du NIST [KYRa14].

Si le gaz est ionisé une seule fois, la neutralité électrique impose que $N_e = N_2$. De plus la densité des lourds est telle que :

$$N_1 + N_2 = N_0 \quad (\text{K.3})$$

avec N_0 la densité initiale de lourds dans le plasma. En appliquant ces conditions dans la relation (K.1) il vient :

$$\frac{N_e N_2}{N_1} = \frac{N_e^2}{N_0 - N_e} = 2 \frac{Z_{z+1}(T)}{Z_z(T)} \frac{(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{z\infty} - \Delta E_{z\infty}}{kT}\right) \quad (\text{K.4})$$

Si N_0 est connu, l'équation (K.4) aboutit à une équation du second degré dont N_e est l'inconnue et qui peut être résolue.

Résumé :

Le mécanisme de la transition préarc-arc dans les éléments de coupure du type fusible est encore mal connu à ce jour. La compréhension du phénomène requiert encore de nombreuses données fondamentales tels que la température ou la densité des vapeurs métalliques créées. Des hypothèses sont avancées pour expliquer la différence du temps de préarc prévue par les modélisations effectuées au sein du LAEPT avec celui constaté lors des expérimentations menées dans ce même laboratoire. Cet ouvrage tente de les vérifier par une approche expérimentale menées sur des fils explosés et des rubans fusibles. L'étude expérimentale est complétée par une recherche bibliographique sur les fils explosés. Ce complément propose de nouvelles pistes d'investigation pour la compréhension de l'amorçage de l'arc électrique sur les rubans fusibles. Enfin, toutes les méthodes de diagnostic et les grandeurs obtenues dans les tests les plus représentatifs sont données en fin d'ouvrage.

Mots clés : Température d'excitation, densité électronique, pyrométrie bicolore, pyrométrie, photomultiplicateur, spectrométrie, arc électrique, fusible, nucléation, fils explosés.

Summary

Transition between prearcing and arcing stage remains not well known. Several fundamental data are needed as temperature or density of metallic vapour created to better understand the phenomenon. Hypothesis are mentioned to explain the difference of prearc time between modelisations and experiences that have been made in LAEPT. This study try to verificate them among experiences made on exploding wire and fuses ribbon. Experimental study is completed by a bibliographic review on exploding wires. This review permits to show other lines of investigation to understand the transition between prearcing and arcing stage on fuses ribbon. Finally, all the methods of diagnostic and the results obtained with the most representative tests are given at the end of the thesis.

Key words : Temperature, electronic density, bicolour pyrometry, pyrometry, photomultiplier , spectrometry, electric arc, fuses, nucleation, exploding wires.